

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

Alain STROHL

CONTRIBUTION AUX TECHNIQUES DE MESURES

PAR ANEMOMETRIE A FIL CHAUD

Perturbations aérodynamiques introduites par les anémomètres à fil chaud

Etude de la frontière libre des écoulements turbulents

Soutenue le 16 juillet 1971 devant la Commission d'Examen

M. J. MATHIEU

Président

Mie. G. COMTE-BELLOT

M. J. MARECHAL

}
Examineurs

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

Alain STROHL

CONTRIBUTION AUX TECHNIQUES DE MESURES

PAR ANEMOMETRIE A FIL CHAUD

Perturbations aérodynamiques introduites par les anémomètres à fil chaud

Etude de la frontière libre des écoulements turbulents

Soutenue le 16 juillet 1971 devant la Commission d'Examen

M. J. MATHIEU

Président

Mlle. G. COMTE-BELLOT

M. J. MARECHAL

Examineurs



Président : M. le Professeur J. BOIDIN.

1er Vice-Président : M. R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé.

2ème Vice-Président : M. P. PONCET, Maître-Assistant.

3ème Vice-Président : M. D. SETTELEN, Etudiant.

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

UNITES

DIRECTEURS

U.E.R. médicale Grange-Blanche

M. le Professeur D. GERMAIN

U.E.R. médicale Alexis-Carrel

M. le Professeur C. GIROD

U.E.R. médicale LYON-Nord

M. le Professeur A. BERTOYE

U.E.R. médicale LYON-Sud-Ouest

M. le Professeur L. TOLOT

U.E.R. des Sciences pharmaceutiques

M. M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé

U.E.R. des Techniques de Réadaptation

M. le Professeur P. MOUNIER-KÜHN

U.E.R. de Biologie humaine

M. J.C. CZYBA, Maître de Conférences agrégé

Institut Régional d'Education Physique
et Sportive

M. J. SAPIN, Professeur E.P.S.

U.E.R. de Mathématiques

M. le Doyen J. BRACONNIER

U.E.R. de Physique

M. le Professeur M. DUFAY

U.E.R. de Chimie et Biochimie

M. le Professeur D. GAUTHERON

U.E.R. des Sciences de la Nature

M. le Professeur L. DAVID

U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie

M. le Professeur J. CHANEL

U.E.R. de Physique nucléaire

M. le Professeur A. SARAZIN

U.E.R. de Mécanique

Institut Universitaire de Technologie I

M. le Professeur L. FEUVRAIS

Institut Universitaire de Technologie II

M. J. GALLET

Observatoire

M. le Professeur J.H. BIGAY

Secrétaire Général : M. P. IZAUTE

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Lyon.

J'exprime ma profonde gratitude à Mademoiselle le Professeur G. COMTE-BELLOT qui a dirigé ma recherche et qui m'a fait bénéficier de ces vastes connaissances au cours des nombreuses heures qu'elle a bien voulu me consacrer.

Ma gratitude s'adresse également à Monsieur le Professeur J. MATHIEU qui m'a accueilli dans son Laboratoire et dont les conseils, les critiques, et surtout la bienveillante attention, ont été, pour moi les meilleurs encouragements.

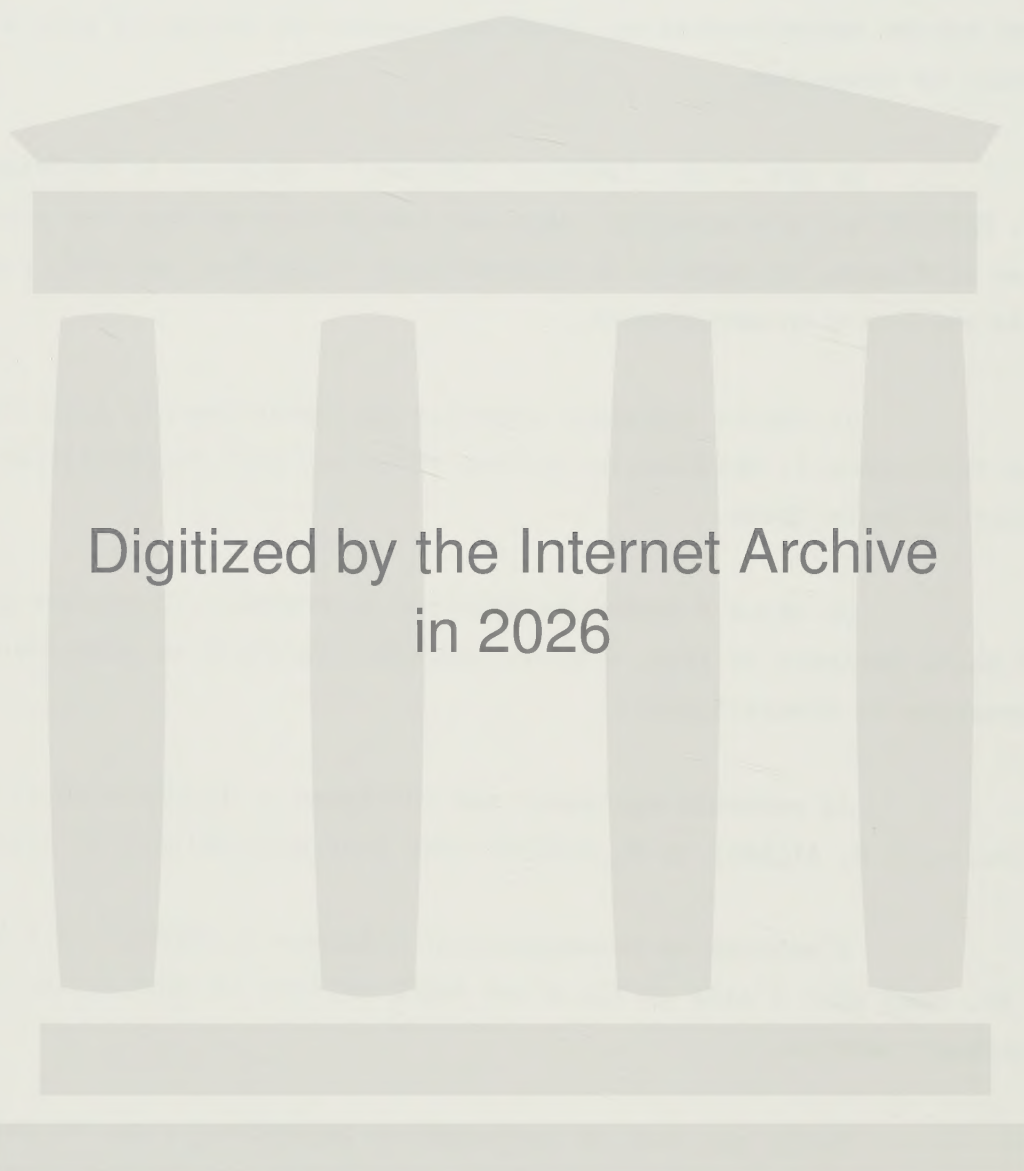
Je désire également exprimer mes remerciements à Monsieur le Professeur J. MARECHAL qui a bien voulu accepter de participer au Jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur P. COMPARAT, Directeur de l'Ecole Centrale de Lyon, d'avoir largement facilité ma tâche avec beaucoup de bienveillance.

Je remercie également mes collègues du Laboratoire et notamment Messieurs E. ALCARAZ et M. SUNYACH pour leur aide amicale et efficace.

J'exprime ma reconnaissance à Madame J. TROUBAT et à Monsieur M. VOGÉ pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la réalisation du présent mémoire.

Enfin que tout le personnel du Laboratoire, qui en maintes circonstances m'a prêté aimablement son concours, trouve ici l'expression de ma reconnaissance.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552607_0009

TABLE DES MATIERES

- Première Partie -

PERTURBATIONS AERODYNAMIQUES INTRODUITES PAR LES ANEMOMETRES A FIL CHAUD.

	Pages
<u>CHAPITRE I</u>	
Introduction	1
I-1- Perturbations introduites par les sondes à un fil .	1
I-2- Perturbations introduites par les sondes à fils croisés.	4
I-3- Evaluation des erreurs commises en pratique .	6
<u>CHAPITRE II</u>	
Perturbations aérodynamiques créées par des sondes à un fil .	7
II-1- Dispositifs expérimentaux .	7
II-1-1 Sondes et corps perturbateurs utilisés.	8
II-1-2 Exécution des mesures.	9
II-1-3 Anémomètres.	10
II-2- Perturbations des vitesses moyennes (essais effectués à faible niveau de turbulence)	11
II-2-1- Test global.	11
II-2-2- Perturbations dues aux différentes parties d'une sonde .	13
II-2-3- Influence de la vitesse moyenne .	15
II-2-4- Récapitulation.	15

II-3-	Evaluation théorique des perturbations.	17
II-3-1-	Corps de sonde dans la position $\alpha = 0$.	17
II-3-2-	Broches dans la position $\alpha = 0$.	19
II-3-3-	Broches dans la position $\alpha = 90^\circ$.	21
II-4-	Perturbations des vitesses moyennes et des valeurs efficaces des fluctuations longitudinales (essais effectués en écoulement turbulent).	22
II-5-	Conclusion.	23
Annexe- II-1-		25
Annexe- II-2-		26

CHAPITRE III

	Réponses des sondes à fils croisés.	28
III-1-	Dispositif expérimental.	28
III-1-1-	Montage des sondes.	28
III-1-2-	Anémomètres .	30
III-1-3-	Exécution des mesures.	32
III-2-	Influence de la position des fils de la sonde de référence.	34
III-2-1-	Influence de la distance b entre les fils.	34
III-2-2-	Influence de la variation d'angle θ .	35
III-2-3-	Influence de la variation d'inclinaison φ_1 et φ_2 des fils.	37
III-3-	Effets des perturbations aérodynamiques sur les mesures de $u'/u_{\max}$	40
III-3-1-	Perturbations créées par un corps de sonde.	40
III-3-2-	Perturbations créées par des broches situées dans le plan des fils.	41
III-3-3-	Perturbations créées par quatre broches de sondes dont les fils seraient soudés en "anse de panier".	43

III-3-4-	Influence de la situation de la partie sensible des fils par rapport aux broches.	44
III-3-5-	Influence du diamètre des broches.	45
III-3-6-	Influence de la gaine des fils.	46
III-4-	Effets des perturbations aérodynamiques sur les mesures de $\overline{u'v'}/U_{\max}^2$	47
III-4-1-	Perturbations créées par un corps de sonde.	47
III-4-2-	Perturbations créées par quatre broches.	48
III-4-3-	Essais réalisés avec une sonde DISA 55-A-32.	50
III-5-	Essais d'interprétation des perturbations.	51
III-6-	Conclusion.	57

- Deuxième partie -

ETUDE DE LA FRONTIERE LIBRE DES ECOULEMENTS TURBULENTS.

CHAPITRE I

	Réalisation de peignes de fils chauds.	60
I-1-	Peigne pour la frontière thermique.	60
I-2-	Peigne pour la frontière cinématique.	61
I-3-	Frontières libres étudiées.	62
I-4-	Résultats.	63

CHAPITRE II

	Essai d'emploi d'un fil long.	65
II-1-	Réponse approximative d'un fil long.	65
II-2-	Résultats.	66

PRINCIPALES NOTATIONS

a	diamètre de la buse du jet rond.
a'	épaisseur de la buse du jet plan.
d	diamètre du fil chaud.
e ou e'	distance entre le fil de la sonde de référence et l'extrémité du corps de sonde ou des broches.
e_1, e_2	fluctuations des différences de potentiel E_1 et E_2 .
E_1, E_2	différences de potentiel fournies par les anémomètres à fil chaud.
R	dénivellation manométrique correspondant à la vitesse U (en mm d'eau).
K_1, K_2	constantes définies à partir des coefficients de sensibilité des fils chauds.
ℓ	longueur du fil chaud.
M	point courant pris sur le fil chaud.
Ox, y, z	trièdre direct cartésien ; l'axe Ox est choisi dans la direction de l'écoulement, Oy vertical et Oz horizontal.
q_v	débit d'une source.
R	résistance du fil chaud.
R_a	résistance du fil mesuré à la température ambiante.
s	écartement des broches.
T	température de l'écoulement.
T_a	température de l'air ambiant.
u	composante longitudinale (suivant Ox) de la fluctuation de vitesse.
v	composante transversale (suivant Oy) de la fluctuation de vitesse.
w	composante suivant Oz de la fluctuation de vitesse.

U	vitesse moyenne au point de mesure (suivant Ox
$U_{\max}$	vitesse moyenne sur l'axe du jet.
U_{∞}	vitesse à l'infini dans les écoulements à potentiel de vitesse.
u'	valeur efficace de u .
v'	valeur efficace de v .
$\overline{uv}$	corrélation entre u et v .
x_A	abscisse du point d'arrêt dans les écoulements à potentiel de vitesse.
α	angle défini par l'axe du corps de sonde et la direction de la vitesse moyenne.
δ	diamètre des broches près du corps de sonde.
δ'	diamètre des broches au niveau où est soudé le fil.
Δ	diamètre du corps de sonde.
θ	rotation autour de l'axe Oy .
ρ_a	masse volumique de l'air à la température ambiante.
φ	inclinaison du fil par rapport à l'axe de l'écoulement (rotation autour de l'axe Oz).
$\Delta\varphi$	variation de l'inclinaison du fil au cours des étalonnages.
χ	coefficient de variation de la résistivité avec la température dans une loi linéaire.
Ω	potentiel complexe de vitesse.
α_1, α_2	coefficients de sensibilité des fils aux fluctuations longitudinales de vitesse.
β_1, β_2	coefficients de sensibilité des fils aux fluctuations transversales de vitesse.

INDICES :

- R_0 caractérise la réponse de la sonde de référence sans obstacle.
- R caractérise la réponse de la sonde de référence en présence d'un obstacle (étalonnage sans obstacle).
- m_{es} caractérise la réponse de la sonde de référence en présence d'un obstacle (étalonnage avec obstacle).
- 0 caractérise la réponse d'une sonde dont la direction du corps est $\alpha = 0$.
- M caractérise le point M .

- Première Partie -

PERTURBATIONS AERODYNAMIQUES INTRODUITES
PAR LES ANEMOMETRES A FIL CHAUD

CHAPITRE I

INTRODUCTION

A cause des petites dimensions du capteur qu'elle utilise (partie sensible $1\text{ mm} \times 5\text{ }\mu$ environ), l'anémométrie à fil chaud est actuellement considérée comme la méthode la plus adaptée à la mesure locale des vitesses et des températures instantanées dans des espaces très réduits. Les anémomètres sont utilisés aussi bien en écoulement subsonique, qu'en écoulement supersonique, et chaque cas pose, du point de vue construction et utilisation des sondes, des problèmes spécifiques.

Nous nous sommes plus particulièrement préoccupés des perturbations aérodynamiques introduites par le support des fils chauds lorsque les sondes sont placées dans des écoulements dont la vitesse moyenne est voisine de 10 m/s . Des sondes à un fil et des sondes à deux fils croisés sont successivement considérées, avec le but essentiel de préciser les perturbations introduites sur les vitesses moyennes, sur les valeurs efficaces des fluctuations et sur les tensions de Reynolds.

I-1- Perturbations introduites par les sondes à un fil.

En effectuant des mesures dans le sillage d'un cylindre à petit nombre de Reynolds, KOVASZNAY [1949] semble être le premier à avoir remarqué que la détection des tourbillons de KARMAN dépendait de la façon dont l'axe de la sonde était orienté par rapport à la direction de l'écoulement moyen, le fil occupant lui-même une direction fixe normale à l'écoulement. WEBSTER [1962], étudiant le refroidissement de fils inclinés par rapport à un écoulement, et BERGER [1964] notent aussi une certaine influence de l'orientation du support. Mais les premières mesures quantitatives de ces perturbations sont dues à HOOLE et CALVERT [1967]. Par exemple, avec une sonde DISA 55 A 25, une augmentation relative de la vitesse moyenne, égale à 20 %, apparaît lorsque l'axe de la sonde, initialement aligné avec la direction de l'écoulement moyen, est placé perpendiculairement à celle-ci.

Des études plus détaillées ont été réalisées ensuite par GILMORE [1967] et par DAHM et RASMUSSEN [1969] ; ces auteurs essayent de dissocier les paramètres responsables de la perturbation. GILMORE construit une sonde à l'échelle 10 pour obtenir la perturbation aérodynamique créée par un corps de sonde et déduit ensuite, à partir de la perturbation globale de la sonde, celle qui est créée par les broches. DAHM et RASMUSSEN, utilisant un corps de sonde donné, y fixent des broches dont le diamètre, la longueur et l'écartement varient. Ces résultats sont plus détaillés que les précédents, mais ils sont toujours limités car la même sonde sert à la fois d'élément de mesure et d'élément perturbateur.

Les auteurs précédents considèrent que les perturbations créées par une sonde sont d'origine exclusivement aérodynamique. Par contre, EYRE [1967] et VAN THINH [1967] estiment qu'une variation de température des broches, due à leur position par rapport à l'écoulement moyen, pourrait être la cause des variations observées dans la réponse d'un anémomètre. Cette interprétation semble être discutable pour deux raisons :

- l'effet de l'orientation de la sonde sur la mesure des vitesses moyennes a été observé par MATHIEU et ALCARAZ [1963] et TAILLAND [1970], pour des sondes dont la partie sensible n'est pas en contact direct avec les broches,

- dans les profils de température relevés par CHAMPAGNE, SLEICHER et WEHRMANN [1967] le long d'un fil chaud, la température en extrémité de fil n'est que très peu supérieure à celle de l'air ambiant ($\Delta T \approx 25^\circ$ pour une surchauffe $\frac{R - R_\alpha}{R_\alpha} = 0,8$).

La présence d'une paroi (études de couches limites, de jets pariétaux...) apporte une difficulté supplémentaire au problème des perturbations dues au support du fil. FLORENT et THIOLET [1970] étudient l'influence de la distance entre une paroi et la sonde de mesure dont la réponse est perturbée par un obstacle.

Les perturbations aérodynamiques ne se manifestent pas seulement sur la vitesse moyenne, mais aussi sur d'autres caractéristiques de l'écoulement turbulent, par exemple les valeurs efficaces des composantes longitudinales des fluctuations de vitesse. Par des mesures effectuées dans le sillage d'une plaque normale à l'écoulement, HOOLE et CALVERT [1967] montrent que les profils de $\frac{u'}{U_{ext.}}$ obtenus lorsque la sonde est alignée avec l'écoulement et lorsqu'elle est perpendiculaire, sont très différents. Par contre, si l'intensité de turbulence est rapportée à la vitesse moyenne U , mesurée au fil chaud dans les mêmes conditions que u' , les profils sont identiques.

Pour les sondes à un fil (chapitre II), l'étude entreprise a trois objectifs :

- montrer que les perturbations d'origine aérodynamique sont les plus importantes,
- séparer les perturbations provenant des différentes parties de la sonde, c'est-à-dire le corps de sonde, les broches et la gaine enrobant le fil,
- mesurer ces diverses perturbations.

Dans ce but, nous avons construit une sonde qui introduit des perturbations aérodynamiques négligeables et nous la considérons comme une référence. Nous mesurons alors la variation de sa réponse tandis que nous approchons de son fil les différents éléments perturbateurs qui constituent une sonde à fil chaud. Les essais sont effectués, d'une part en écoulement peu turbulent (détermination des perturbations sur la vitesse moyenne) et d'autre part en écoulement turbulent (détermination des perturbations sur la vitesse moyenne et sur la valeur efficace des composantes longitudinales des fluctuations de vitesse).

I-2- Perturbations introduites par les sondes à fils croisés.

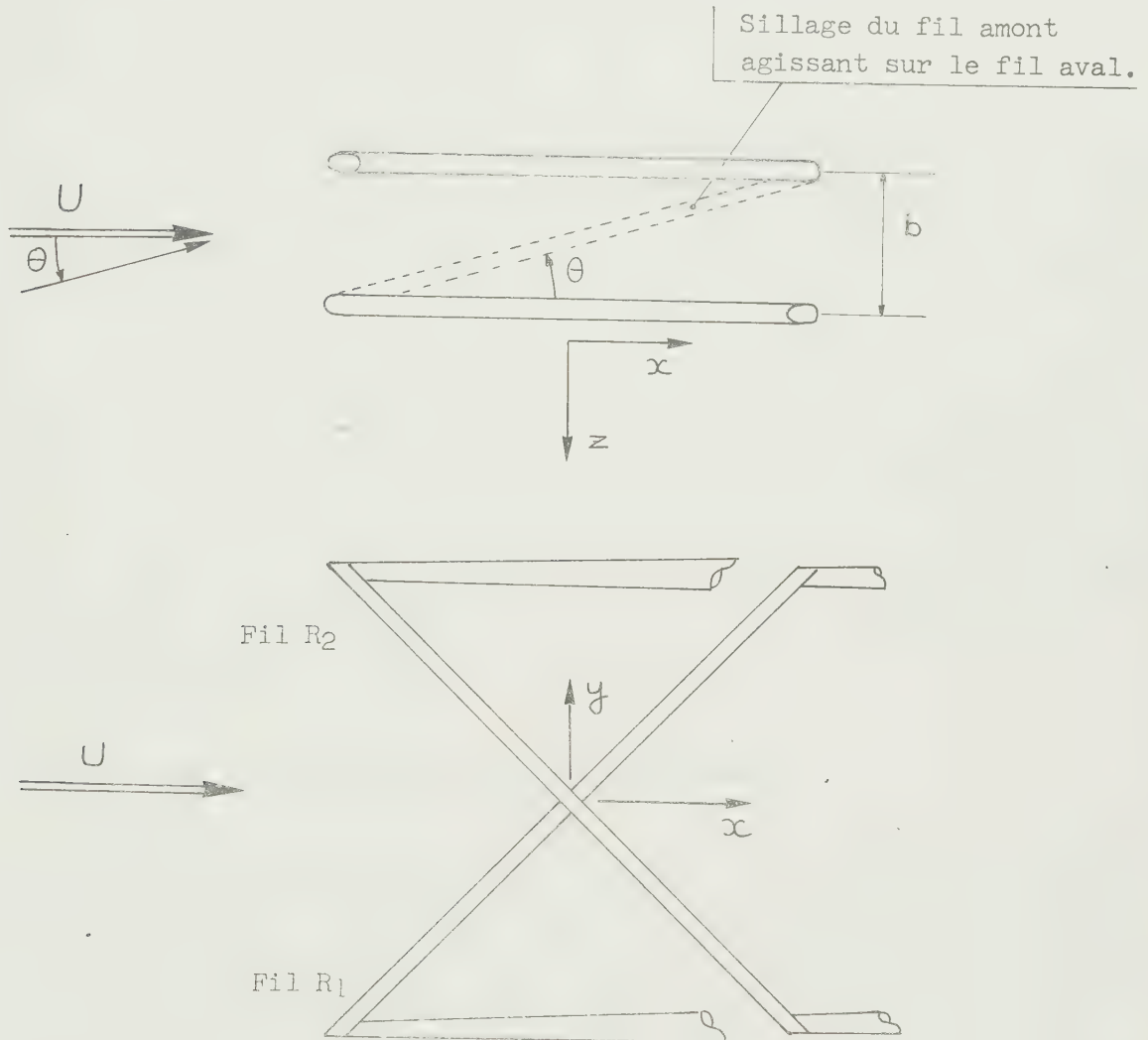
Par leur configuration complexe, les sondes à fils croisés présentent plusieurs sources de perturbations aérodynamiques et d'erreurs (action des supports, interférence entre fils, inclinaisons relatives des fils) et ces effets interviennent dans la mesure de caractéristiques turbulentes essentielles telles que les tensions de Reynolds $-\rho \overline{u'v'}$ ou les valeurs efficaces des composantes transversales v' des fluctuations de vitesse.

Depuis plusieurs années COMTE-BELLOT [1961] avait remarqué qu'une translation des profils de $\overline{uv}$ dans un tunnel bidimensionnel semblait accompagner chaque changement de fils, ces derniers étant cependant toujours soudés sur le même support. Cette observation pose donc le problème de la position relative des fils, l'un par rapport à l'autre. TRITTON [1967], lors de mesures de corrélation spatiale dans une couche limite, observe l'effet perturbateur qu'a une sonde à fils croisés sur un fil chaud proche placé latéralement.

Plus récemment, SUNYACH [1971] signale que les fils soudés dans le plan des broches sont sensibles au sillage de celles-ci. Effectuant des mesures de $\frac{\overline{uv}}{\overline{u'v'}}$ dans un jet au moyen de sondes comportant un fil normal à l'écoulement et un fil incliné (cf. COMTE-BELLOT [1963]), il remarque qu'une différence systématique apparaît sur la valeur absolue des réponses obtenues, suivant que la longue broche supportant le fil incliné se trouve côté axe ou côté extérieur. En outre, il supprime en grande partie ce défaut en soudant les fils en "anse de panier", c'est-à-dire hors du plan des broches.

Par ailleurs JEROME, GUITTON et PATEL [1969] et BEGUIER [1970] signalent une perturbation introduite par la composante w de la vitesse fluctuante. Mesurant les réponses $\overline{E_1}$ et $\overline{E_2}$ de chacun des fils tandis qu'ils font tourner la sonde autour de l'axe Oy dans un écoulement peu turbulent, ils constatent que les courbes $E_1 = f(\theta)$ et $E_2 = f(\theta)$ ne sont pas identiques et que leurs minimums sont décalés de ± 15 grades

de chaque côté de la position $\theta=0$. Ce décalage est attribué au fait qu'au cours de la rotation d'angle θ , l'un des fils se trouve dans le sillage cinématique et thermique de l'autre fil :



Il est de fait qu'en plaçant deux fils chauds perpendiculaires dans un écoulement, KO et DAVIES [1970] observent que le sillage du fil amont peut encore être distingué à 4×10^3 diamètres en aval. JEROME, GUITTON et PATEL montrent que la perturbation créée par le sillage de l'un des fils dépend, en plus de l'écartement existant entre eux, du nombre de Reynolds

$Re = U.d/\nu$. Les conclusions de ces auteurs, ainsi que celles de BEGUIER, conduisent à utiliser des sondes pour lesquelles l'écartement b entre les fils est tel que $b \geq \ell$, ℓ étant la longueur des fils. Dans nos essais, la valeur de b a été choisie égale à 1 mm (dans un cas seulement elle est égale à 0,5 mm).

Dans le chapitre III, nous avons utilisé deux sondes de référence, indépendantes et mobiles dans toutes les directions. Nous avons d'abord étudié les erreurs entraînées par une variation de la position d'un fil par rapport à l'autre, en fonction des paramètres suivants :

- distance entre les deux fils,
- inclinaison par rapport à la direction de l'écoulement moyen,
- rotation autour d'un axe normal à la direction de l'écoulement et parallèle au plan des fils.

Nous avons ensuite séparé les perturbations aérodynamiques qui résultent de la présence des différentes parties d'une sonde à fils croisés, en opérant comme dans le cas d'une sonde à un seul fil.

I-3- Evaluation des erreurs commises en pratique.

Dans les paragraphes précédents, les perturbations aérodynamiques sont obtenues en utilisant les étalonnages des sondes de référence sans obstacle perturbateur. Mais en pratique, les fils et leurs supports ne peuvent être dissociés. Pour évaluer la contribution, à l'erreur de mesure, de chacun des éléments qui constituent une sonde, nous avons donc laissé le corps perturbateur lié au support des sondes de référence pendant les étalonnages de celles-ci.

CHAPITRE II

- PERTURBATIONS AERODYNAMIQUES CREEES PAR DES SONDAS A UN FIL -

Seul le cas des fils perpendiculaires à la direction moyenne de l'écoulement est envisagé car cette disposition de base est celle qui est choisie pour l'étude de la vitesse moyenne et de la composante longitudinale des fluctuations de vitesse.

Avant de déterminer les perturbations qu'introduisent les différents éléments des sondes, puis les sondes entières, on a effectué quelques tests globaux, selon le procédé de HOOLE et CALVERT [1967]. Ainsi on peut connaître la perturbation totale provoquée par une sonde lors d'une rotation de 90° , et vérifier, en particulier, que la sonde de référence a une configuration telle qu'elle perturbe l'écoulement de façon négligeable.

II-1- Dispositifs expérimentaux.

Les expériences sont effectuées (Fig. 1) sur l'axe d'un jet circulaire horizontal, de diamètre $a = 80$ mm, dans la section $x/a = 0,25$ pour les essais à faible niveau de turbulence ($u'/U \simeq 0,9\%$) et dans la section $x/a = 14$ pour les essais en écoulement turbulent ($u'/U \simeq 19\%$). La vitesse moyenne, au point où ont lieu les mesures, est de 7 m/s, sauf indication contraire. La soufflerie est équipée de filtres à poussières (Schneider - Poëلمان, type jaune) dont l'efficacité aux poussières naturelles en suspension dans l'air serait de 97 % environ. Le convergent de sortie a un rapport de contraction de 16.

Une table tournante horizontale, située à 400 mm au-dessous de l'axe du jet, est placée de telle façon que son axe de rotation soit dans le même plan vertical que l'axe de symétrie du jet, le point d'intersection de ces axes

étant l'endroit où sont effectuées les mesures. Le plateau circulaire de la table est entraîné en rotation par un jeu d'engrenages. Ce dispositif permet d'obtenir un positionnement angulaire avec une erreur absolue inférieure à une minute.

II-1-1 Sondes et corps perturbateurs utilisés.

Les expériences ont nécessité l'emploi et la construction de sondes et de corps perturbateurs. Les dimensions de ceux que nous avons réalisés au Laboratoire résultent d'essais préliminaires ; le bien-fondé de ces dimensions sera vérifié à postériori.

Sondes.

- 1- Sonde de référence (fig. 2 A). Elle a des broches fines ($\delta = 0,3$ mm), longues (35 mm), écartées de part et d'autre de la partie sensible du fil (écartement 8 mm) et soudées sur un corps de sonde Disa. Le fil est du Wollaston dont l'âme en platine a 5μ de diamètre et la gaine en argent a 50μ de diamètre. Le Wollaston est soudé sur les broches à l'aide d'un fer miniature et de pâte à souder (Casto - Tin 1) ; puis il est décapé sur une longueur de 1 mm au moyen d'un jet d'acide nitrique dilué (concentration = 10 %).
- 2- Sonde Disa 55 - A-25 (fig. 2 C). Cette sonde du commerce possède des broches écartées seulement de 1,2 mm (entre axes). Le fil en tungstène de diamètre 5μ , est fixé directement sur les broches.
- 3- Sonde Disa 55 - A-25 transformée. (fig. 2 D). Il s'agit d'une sonde Disa 55 - A - 25 dont l'écartement des extrémités des broches est porté de 1,2 mm à 2,5 mm ; sur celles-ci est soudé un fil de Wollaston de diamètre 5μ et de longueur décapée 1 mm.
- 4- Sonde Disa 55 - F - 11 (fig. 2 E). Cette récente sonde Disa, a des broches écartées de 3 mm ; le fil de tungstène de diamètre 5μ est recouvert d'une gaine de platine et est dénudé sur une longueur de 1,2 mm.

Corps Perturbateurs.

- 1- Corps de sonde Disa (Fig. 2 F). Il a la forme d'un tronc de cône ; sa base a 3 mm de diamètre et son extrémité, de diamètre 2 mm, a la forme d'une calotte sphérique.
- 2- Corps de sonde cylindriques. Ils ont un diamètre de 2 ou de 4 mm et présentent une extrémité hémisphérique.
- 3- Broches. (Fig. 2 B). Chaque paire de broches, caractérisée par l'écartement et le diamètre de celles-ci, est fixée sur un corps de sonde Disa. La longueur des broches (35 mm) est telle que ce corps de sonde crée une perturbation négligeable.
- 4- Sonde C et D (55-A-25 et 55-A-25 transformée). Démunies de leur fil ou non, elles servent également de corps perturbateurs.

II - 1-2- Exécution des mesures.

Deux séries d'essais sont réalisées :

Test global - La sonde est montée sur la table tournante de telle façon que le fil reste constamment sur l'axe de rotation et que son milieu soit situé au centre du jet ; sa position ne varie donc pas au cours des mesures. L'inclinaison de la sonde est repérée par l'angle α que fait l'axe du corps avec la direction de la vitesse moyenne (Fig. 3 a).

Test utilisant la sonde de référence. La sonde de référence dans la position $\alpha_R = - 90^\circ$, a son fil aligné avec l'axe de rotation de la table tournante qui soutient le corps perturbateur (Fig. 3 b). Le déplacement de ce dernier vers le fil de référence est obtenu au moyen d'une crémaillère qui assure une erreur absolue sur la distance e' de 0,1 mm. Dans les essais où de très petites valeurs de e' sont utiles (étude de l'effet perturbateur des broches), nous effectuons le positionnement initial des sondes à $e' = 0,1$ mm au moyen d'une lunette dont l'échelle est préalablement étalonnée (distance frontale 30 mm, champ 8 mm, pouvoir séparateur 1/100 de mm).

II- 1-3- Anémomètres -

Dans nos essais, tous les fils chauds fonctionnent à intensité constante, la surchauffe étant de 0,8 environ (Fig. 4). Le chauffage du fil est obtenu à l'aide d'une alimentation TACUSSEL délivrant une tension continue, réglable de 0 à 300 V, stabilisée à $\pm 0,01 \%$ pour $\pm 15 \%$ de variation du secteur. Une grande résistance ($R' = 500 \Omega$) est mise en série avec le fil pour assurer la quasi-constance du courant dont l'intensité est déterminée au moyen d'une résistance étalon (1Ω) également placée dans le circuit. Les différences de potentiel aux bornes du fil et aux bornes de la résistance étalon sont mesurées par la méthode d'opposition ; le pont AOIP P 12 utilisé a une précision de 0,06 %.

La mesure de l'intensité de turbulence u'/U a nécessité l'emploi d'un amplificateur "TACUSSEL" muni d'un circuit de compensation d'inertie thermique ; le gain sans compensation est 10 000, au maximum. La valeur de la constante du fil (450 μs environ) est réglée au moyen d'un signal carré superposé au courant de chauffage. Dans les mesures effectuées, la bande passante de cet amplificateur s'étend de 2 Hz à 16 kHz (TACUSSEL, MATHIEU et AILLOUD [1961]).

L'étalonnage des fils est effectué par comparaison avec un tube de Pitot, les sondes étant placées dans un écoulement peu turbulent (cône à potentiel du jet, $x/a = 0,25$). Les mesures de la différence de potentiel $\bar{E}$ aux bornes du fil chaud sont alors aisées et la précision obtenue est de 0,1 %.

Le coefficient de sensibilité α_1 aux fluctuations longitudinales de vitesse est défini à partir de la réponse du fil :

$$e_1 = U \frac{\partial \bar{E}}{\partial U} \frac{u}{U}$$

par :

$$\alpha_1 = U \frac{\partial \bar{E}}{\partial U}$$

Il est déterminé par dérivation graphique de la courbe d'étalonnage et peut être connu à $\pm 1 \%$ près (COMTE-BELLOT et MATHIEU [1958]).

A la sortie de l'amplificateur compensé TACUSSEL, le signal fluctuant est superposé à une tension continue de 150 V. Un diviseur de tension (25 : 1) est donc placé à l'entrée du voltmètre intégrateur FM 002* utilisé pour les mesures de $\overline{e^2}$.

Remarque -

- Dans les tests globaux, les étalonnages sont effectués l'axe de la sonde étant aligné avec la direction de l'écoulement moyen ($\alpha = 0$). Dans les tests qui utilisent la sonde de référence, celle-ci est étalonnée dans sa position d'emploi, c'est-à-dire à $\alpha_R = -90^\circ$.

II-2- Perturbations des vitesses moyennes -

(Essais effectués à faible niveau de turbulence).

II-2-1- Test global.

Les réponses des sondes A, B, C, D et E en fonction de l'angle α , α variant de -100° à $+100^\circ$, sont indiquées sur la figure 5. La variation relative de vitesse $(U - U_0)/U_0$, provoquée par la sonde C (Disa 55 A 25) lorsque α est égal à $\pm 90^\circ$, est 20 % ; ce résultat est en accord avec celui de HOOLE et CALVERT [1967] qui utilisent une sonde du même type. Pour la sonde D, dont seul l'écartement des broches est plus grand que celui de la sonde C, cette variation relative de vitesse est nettement diminuée. Il apparaît donc clairement que la géométrie de la sonde est un paramètre prépondérant.

* Voltmètre intégrateur quadratique - TYPE FM. 002, construit au Laboratoire de Mécanique des Fluides (Service électronique) de l'Université de Grenoble.

Nous justifions ici, que les dimensions choisies pour la sonde de référence (broches de diamètre 0,3 mm, longues de 35 mm et écartées de 8 mm), sont telles que cette sonde perturbe l'écoulement de façon négligeable ; la variation relative $(U - U_0) / U_0$, lorsque α varie - 100° à + 100°, est inférieure à 1,5 %. Il est pratiquement impossible d'améliorer ce résultat car des vibrations notables apparaissent si l'on écarte ou allonge davantage les broches.

A l'aide de la sonde Disa transformée (sonde D), l'essai global de rotation est répété après que les broches et la gaine du fil aient été enrobées d'un vernis glycérophthalique (" LORYVOLT "). Le fil de Wollaston est soudé sur la sonde mais n'est pas décapé ; la sonde est ensuite plongée dans le bain de vernis jusqu'au niveau du corps. Le fil est décapé à l'aide d'acide nitrique avant le séchage total du vernis ; la partie ainsi dénudée, est nettoyée par un jet d'acétone lorsque le vernis est complètement sec.

Les résultats (Fig. 5) ne montrent aucune différence nette entre la réponse de la sonde D vernie et celle de la même sonde non vernie. Ainsi l'hypothèse mentionnée par EYRE et VAN THINH, selon laquelle les changements dans le refroidissement des broches au cours de la rotation est un facteur important de perturbation, paraît peu vraisemblable. D'ailleurs cette conclusion sera confirmée par d'autres résultats.

Dans la figure 5, une légère dissymétrie apparaît dans les ordonnées des courbes obtenues par rotation des sondes A, B et D. Pour ces sondes, les fils sont soudés au moyen de soudure liquide et d'un fer à souder miniature ; il est donc pratiquement impossible de fixer le fil parfaitement sur la pointe des broches (le fil a tendance à glisser d'un côté ou de l'autre). Afin d'accentuer cette dissymétrie, nous avons, à dessein, soudé un fil hors du plan des broches (Fig. 6). Au cours de la rotation de $\pm 90^\circ$, ce fil se situe ainsi, soit en aval ($\alpha = -90^\circ$), soit en amont ($\alpha = +90^\circ$) du plan des broches. La figure 6 indique que la perturbation est plus importante lorsque le fil est en

aval ; dans cette position, en effet, le fil est soumis aux seules vitesses engendrées par les sillages des broches.

Cette dissymétrie n'apparaît pas avec les sondes Disa 55-A-25 et 55-F-11 dont le fil est fixé exactement à la pointe des broches et qui sont donc parfaitement symétriques. ✓

II-2-2 Perturbations dues aux différentes parties d'une sonde.

a- Corps de sonde.

Le corps de sonde, monté sur la table tournante, est placé à une distance e du fil de la sonde de référence (cf. § II-1-2 et Fig. 3). La valeur de e est choisie en fonction des dimensions des sondes Disa et des sondes construites au Laboratoire.

Sur les figures 7, 8 et 9, relatives respectivement au corps de sonde Disa et aux corps de sonde cylindriques de diamètres 2 et 4 mm, nous observons, en fonction de l'angle α , une diminution de la vitesse moyenne pour $|\alpha| < 45^\circ$ et une augmentation de celle-ci pour $45^\circ < |\alpha| < 90^\circ$. L'angle $\alpha \simeq 45^\circ$ semble donc correspondre à une direction "neutre" où la perturbation du corps de sonde est négligeable. Pour $\alpha = 0$ ou $\alpha = 90^\circ$, la perturbation $(U_R - U_{R0}) / U_{R0}$ varie approximativement comme Δ^2 et comme $1/e^2$. Certains résultats expérimentaux seront confirmés au paragraphe II-3-1 où une évaluation théorique sera effectuée pour $\alpha = 0$.

Finalement, la perturbation devient négligeable pour $e / \Delta \geq 10$. Cet essai a été à la base des longueurs choisies pour les broches de la sonde B ; en outre, il confirme les dimensions des broches de la sonde de référence.

b - Broches.

La sonde B est montée sur la table tournante. Il est expérimentalement impossible de faire tourner les broches de la sonde B autour du fil de la sonde de référence à une distance aussi petite que possible. Pour cette raison, à α fixé, la réponse de la sonde de référence est

relevée en fonction de la distance e' de l'extrémité des broches de la sonde B à l'axe du fil. La perturbation de ces broches pour $e' = 0$ est déduite par extrapolation (Figs. 10 et 11)

Dans ces perturbations, l'écartement s des broches semble être un facteur prépondérant. Pour les valeurs de s utilisées, la perturbation varie approximativement comme $1/s^2$ pour $\alpha \simeq 0$ et comme $\frac{1}{5}$ pour $\alpha \simeq 90^\circ$. De plus, la valeur $\alpha \simeq 45^\circ$ correspond, comme dans le cas d'un corps de sonde, à une direction neutre.

c - Sonde complète.

La perturbation résultant de la présence de la sonde D démunie de son fil est représentée sur la figure 12 (extrapolation vers $e' = 0$). Sur la même figure sont reproduites les perturbations d'un corps de sonde Disa avec $e = 5,5$ mm et de la sonde B avec $s = 2,5$ mm, ces dimensions étant celles de la sonde D. Nous remarquons que, pour chaque valeur de α , la perturbation totale est sensiblement égale à la somme des perturbations élémentaires dues au corps de sonde et aux broches.

Il apparaît ici également que la valeur $\alpha \simeq 45^\circ$ correspond à une direction neutre. Approchant alors, suivant cette direction, une sonde munie de son fil vers la sonde de référence, on peut arriver à détecter la perturbation due au fil et à sa gaine. Ainsi pour une sonde D munie d'un fil de 5μ (gaine 50μ), la perturbation est égale à 0,9 % (Fig. 12). Par raison de symétrie, elle est évidemment la même quel que soit α .

Dans le cas de la sonde D, les variations relatives totales de vitesse $\left| \frac{(U_R - U_{R_0})}{U_{R_0}} \right|$ $\left| \begin{matrix} \alpha = 90^\circ \\ \alpha = 0 \end{matrix} \right|$ sont sensiblement égales pour le corps de sonde et pour les broches. Cette conclusion est en accord avec les résultats obtenus de manière différente par GILMORE [1967] qui utilise une sonde dont les dimensions sont voisines de celle de la sonde D (cf. annexe II-1).

II-2-3- Influence de la vitesse moyenne

Quelques tests globaux ont été réalisés avec la sonde D pour différentes valeurs de la vitesse moyenne du jet : 3,7 et 24 m/s.

Les résultats (Fig. 13) montrent, en dépit de la dissymétrie qui apparaît pour les vitesses élevées, que la perturbation relative varie très peu. Ce résultat est en accord avec l'approche théorique basée sur les écoulements à potentiel (cf. § III-3) puisque la valeur absolue de la vitesse n'intervient pas dans les évaluations.

II-2-4 Récapitulation -

Le tableau 1 regroupe les différents **résultats** des sondes C, D et E. Il présente les perturbations dues aux différentes parties de chaque sonde ainsi que celles qui sont obtenues dans le test global.

De ce tableau, trois conclusions peuvent être tirées :

- 1- La perturbation totale est approximativement égale à la somme des perturbations partielles (corps et broches).
- 2- La perturbation créée par les broches est généralement prépondérante ; cela explique en particulier le **caractère** important de la position du fil (partie sensible) par rapport aux broches.
- 3- Un bon accord existe entre la variation relative totale
$$\left[\frac{(U_R - U_{R0})}{U_{R0}} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$$
 mesurée par la sonde de référence et la valeur de
$$\left[\frac{(U - U_0)}{U_0} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$$
 obtenue dans le test global.

De plus nos résultats montrent que cet effet directionnel de la sonde est d'origine aérodynamique, et non d'origine thermique, car dans nos essais aucun contact n'existe entre la sonde perturbatrice et le fil de la sonde de référence situé en amont.

<u>SONDE : C</u>		$\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \alpha=0$	$\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \alpha=90^\circ$	$\left[\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$	$\left[\frac{U - U_0}{U_0} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$
Corps		- 1,5 %	2,6 %	4,1 %	
Broches		- 6,6 %	9,0 %	15,6 %	
Sonde complète	Add.	- 8,1 %	11,6 %	19,7 %	
	Exp.	- 9,1 %	10,5 %	19,6 %	20,0 %

<u>SONDE : D</u>		$\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \alpha=0$	$\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \alpha=90^\circ$	$\left[\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$	$\left[\frac{U - U_0}{U_0} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$
Corps		- 1,5 %	2,6 %	4,1 %	
Broches		-1,25 %	4,0 %	5,25 %	
Gaine du fil		- 0,9 %	- 0,9 %		
Sonde complète	Add.	- 3,65 %	5,7 %	9,35 %	
	Exp.	- 3,9 %	5,1 %	9,0 %	11,0 %

<u>SONDE : E</u>		$\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \alpha=0$	$\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \alpha=90^\circ$	$\left[\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$	$\left[\frac{U - U_0}{U_0} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=90^\circ}$
Corps		- 0,7 %	1,0 %	1,7 %	
Broches		- 1,05 %	3,8 %	4,85 %	
Gaine du fil		- 0,65 %	- 0,65 %		
Sonde complète	Add.	- 2,4 %	4,15 %	6,55 %	
	Exp.	- 3,1 %	3,6 %	6,7 %	6,0 %

Tableau 1 : Perturbations dues aux différentes parties des sondes C, D et E -
Comparaison

II-3 EVALUATION THEORIQUE DES PERTURBATIONS

A l'aide d'écoulements à potentiel de vitesse, il est possible d'évaluer théoriquement les perturbations créées soit par un corps de sonde dans la position $\alpha = 0$, soit par des broches dans les positions $\alpha = 0$ et $\alpha = 90^\circ$.

II-3-1 Corps de sonde dans la position $\alpha = 0$.

La superposition d'un écoulement uniforme parallèle à l'axe des x , de vitesse U_∞ , et d'une source ponctuelle, située à l'origine, de débit positif $q_s = 4\pi S$, donne un écoulement de révolution autour de Ox (Fig. 14 a). Les lignes de courant de cet écoulement sont définies par :

$$-\frac{U_\infty}{2} y^2 + \frac{S x}{\sqrt{y^2 + x^2}} = c$$

où c est une constante. On en déduit que la composante de la vitesse suivant la direction Ox , en un point quelconque de l'espace, s'obtient par :

$$U = U_\infty + S \frac{x}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

où S est relié au diamètre asymptotique du corps de sonde Δ par :

$$S = \frac{\Delta^2}{16} U_\infty$$

Il en résulte que la variation relative de vitesse en un point M du fil de la sonde de référence est :

$$\frac{U_M - U_\infty}{U_\infty} = -\frac{\Delta^2}{16} \frac{e + |x_A|}{[(e + |x_A|)^2 + y^2]^{3/2}} \quad (1)$$

où x_A est l'abscisse du point d'arrêt A reliée à Δ par $x_A = -\frac{\Delta}{4}$

Pour un corps de sonde Disa, une abscisse $x_A = -0,75 \text{ mm}$ entraîne une distance $BB' = 2\sqrt{2} x_A = 2,1 \text{ mm}$ et un diamètre $\Delta = 3 \text{ mm}$

(pour $\alpha = 15$ mm), valeurs qui sont en bon accord avec les dimensions indiquées dans la figure 2. Pour des corps de sonde cylindriques, de diamètres 2 et 4 mm, les abscisses α_A sont choisies respectivement égales à - 0,6 mm et - 1,2 mm de telle sorte que les moyennes entre BB' et Δ soient égales aux diamètres réels des corps.

Nous notons que la variation de la perturbation $(U_M - U_\infty)/U_\infty$ le long du fil est tout à fait négligeable ; dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire $e = 5,5$ mm, cette variation n'est que de 0,01 % entre une des extrémités et le milieu du fil. Les valeurs de l'expression (1) pour $y = 0$ soient :

$$\frac{U - U_\infty}{U_\infty} = - \frac{\Delta^2}{16} \frac{1}{(e + |\alpha_A|)^2}$$

peuvent donc être directement comparées aux résultats expérimentaux des figures 7 à 9. Le tableau 2 montre une bonne concordance entre ces résultats.

	Corps Disa ($\Delta = 3$ mm)		Cylindre : $\Delta = 4$ mm		Cylindre : $\Delta = 2$ mm	
e (m m)	$\frac{U - U_\infty}{U_\infty}$	$\frac{U_R - U_{R_0}}{U_{R_0}}$	$\frac{U - U_\infty}{U_\infty}$	$\frac{U_R - U_{R_0}}{U_{R_0}}$	$\frac{U - U_\infty}{U_\infty}$	$\frac{U_R - U_{R_0}}{U_{R_0}}$
5,5	- 1,44 %	- 1,5 %	- 3,20 %	- 3,0 %	- 0,97 %	- 0,9 %
8					- 0,49 %	- 0,7 %
10	- 0,49 %	- 0,5 %	- 1,15 %	- 1,25 %	- 0,32 %	- 0,6 %
12					- 0,23 %	- 0,35 %
20	- 0,13 %	- 0,3 %	- 0,32 %	- 0,3 %		
30	- 0,06 %	$\simeq 0$	- 0,15 %	- 0,2 %		

Tableau 2 : Perturbations dues aux corps à $\alpha = 0^\circ$ - comparaisons entre les évaluations et les expériences.

II-3-2- Broches dans la position $\alpha = 0$

La broche est effilée à son extrémité sur trois millimètres ; un écoulement à symétrie de révolution autour d'une telle broche, à $\alpha = 0$, peut être obtenu par la superposition d'un écoulement uniforme U_∞ et d'une série de six sources identiques (débit $4\pi S'$), également espacées (0,5 mm) sur l'axe Ox aux points d'abscisses $x_1, x_2, \dots, x_6$ (Fig. 14 b).

Les lignes de courant sont maintenant définies par :

$$-\frac{U_\infty}{2} y^2 + S' \sum_{i=1}^6 \frac{x - x_i}{\sqrt{(x - x_i)^2 + y^2}} = c'$$

où c' est une constante, et la composante de la vitesse suivant Ox , en un point quelconque de l'espace, est :

$$U = U_\infty + S' \sum_{i=1}^6 \frac{x - x_i}{[(x - x_i)^2 + y^2]^{3/2}}$$

où S' est lié à δ par la relation $S' = \frac{\delta^2}{96} U_\infty$. La variation relative de vitesse est alors :

$$\frac{U_m - U_\infty}{U_\infty} = \frac{\delta^2}{96} \sum_{i=1}^6 \frac{x_A - x_i}{[(x_A - x_i)^2 + y^2]^{3/2}} \quad (3)$$

et l'abscisse x_A du point d'arrêt est approximativement :

$$x_A = x_1 - \frac{\delta}{4\sqrt{6}}$$

Pour la sonde C, qui crée la perturbation la plus importante, les variations de la vitesse dues à une broche sont respectivement,

- 16 %, - 0,95 % et - 0,43 % aux points C, I et D. (Fig. 14 - b).

Puisque cette variation est très petite sur la moitié du fil la plus éloignée de cette broche (partie ID), la perturbation introduite par la deuxième broche peut-être simplement ajoutée à celle de la première. Ainsi, avec cette approximation, la perturbation aérodynamique résultant

de deux broches est :

$$\frac{\bar{U} - U_{\infty}}{U_{\infty}} = 2 \frac{\delta^2}{96} \frac{1}{\ell} \int_{y_1}^{y_1 + \ell} \sum_{i=1}^6 \frac{x_A - x_i}{[y^2 + (x_A - x_i)^2]^{3/2}} dy \quad (4)$$

Les valeurs numériques sont données dans le tableau 3 *. Là encore un accord satisfaisant est obtenu avec les résultats expérimentaux.

Broches	$\frac{U - U_{\infty}}{U_{\infty}}$	$\frac{U_R - U_{R_0}}{U_{R_0}}$
$\delta = 0,6 \text{ mm}$ $s = 1,2 \text{ mm}$	- 3,7 %	- 6,6 %
$\delta = 0,6 \text{ mm}$ $s = 2,5 \text{ mm}$	- 0,78 %	- 1,2 %
$\delta = 0,6 \text{ mm}$ $s = 3 \text{ mm}$	- 0,60 %	- 1,05 %

Tableau 3 : Perturbations dues aux broches à $\alpha = 0$ - comparaisons entre les évaluations et les expériences.

* Dans les évaluations de $(\bar{U} - U_{\infty})/U_{\infty}$, nous ne prenons pas en considération l'influence du champ de vitesse non uniforme sur la répartition de la température le long du fil.

II-3-3 Broches dans la position $\alpha = 90^\circ$ -

Bien que de longueur finie, les broches peuvent être considérées comme deux cylindres infiniment longs, perpendiculaires à l'écoulement. En effet, nous avons effectué l'expérience suivante : ayant placé la sonde C, munie d'un fil, dans la position $\alpha = -90^\circ$, nous avons approché, dans le prolongement de ses broches, une sonde B sans fil. Nous avons constaté que, quand la distance tend vers zéro, le fil de la sonde C n'enregistre qu'un écart absolu de 1,1 %.

Le problème est donc traité dans un plan perpendiculaire à l'axe de deux cylindres infinis, placés dans un écoulement uniforme U_∞ . Le potentiel complexe de vitesse Ω de l'écoulement ainsi obtenu, est :

$$\Omega = U_\infty x + U_\infty \left(\frac{\delta'}{2} \right)^2 \left(\frac{1}{z - z_0} + \frac{1}{z + z_0} \right)$$

$$\text{où } \Omega = \phi + i \psi \quad \text{et} \quad z = x + i y.$$

La vitesse complexe $U - iV = \frac{d\Omega}{dz}$ n'a qu'une composante réelle sur l'axe Oy où se situe le fil de référence et par suite, en un point M de ce fil, l'augmentation de vitesse est :

$$\frac{U_M - U_\infty}{U_\infty} = 2 \left(\frac{\delta'}{2} \right)^2 \frac{y^2 + \left(\frac{\delta}{2} \right)^2}{\left[y^2 - \left(\frac{\delta}{2} \right)^2 \right]^2} \quad (5)$$

Comme l'équation (5) dépend notablement de y dans certains cas, deux moyennes de la vitesse sont évaluées : une moyenne approximative $(\bar{U} - U_\infty)/U_\infty$ pour laquelle toute variation dans le profil de température le long du fil est négligée et une autre plus élaborée $(\tilde{U} - U_\infty)/U_\infty$ dans laquelle ces variations sont prises en considération (Annexe II-2). Les valeurs numériques sont données dans le tableau 4.

Broches	$\frac{\bar{U} - U_{\infty}}{U_{\infty}}$	$\frac{\tilde{U} - U_{\infty}}{U_{\infty}}$	$\frac{U_R - U_{R_0}}{U_{R_0}}$
$\delta = 0,5 \text{ mm}$ $s = 1,2 \text{ mm}$	18 %	9,8 %	9,0 %
$\delta = 0,6 \text{ mm}$ $s = 2,5 \text{ mm}$	3,5 %	3,6 %	4,1 %
$\delta = 0,6 \text{ mm}$ $s = 3 \text{ mm}$	2,4 %	2,4 %	3,8 %

Tableau 4 : Perturbations dues aux broches $\alpha = 90^\circ$ - comparaisons entre les évaluations et les expériences.

Pour le plus petit écartement des broches ($s = 1,2 \text{ mm}$), on remarque que la moyenne approximative $(\bar{U} - U_{\infty})/U_{\infty}$ est nettement supérieure à la moyenne élaborée $(\tilde{U} - U_{\infty})/U_{\infty}$ et que c'est cette dernière moyenne qui est en accord avec l'expérience. Dans les autres cas ($s = 2,5 \text{ mm}$ et $s = 3 \text{ mm}$), où les variations dans le profil de la température peuvent être négligées, les résultats expérimentaux sont assez voisins des valeurs de $(\bar{U} - U_{\infty})/U_{\infty}$ ou $(\tilde{U} - U_{\infty})/U_{\infty}$ calculées.

II-4- Perturbations des vitesses moyennes et des valeurs efficaces des fluctuations longitudinales.

(essais effectués en écoulement turbulent).

La sonde de référence, dont le support est toujours dirigé suivant $\alpha_R = - 90^\circ$, est placée sur l'axe du jet à une distance $x/a = 14$ ($u'_{R_0}/U_{R_0} = 19\%$ et $U_{R_0} = 7 \text{ m/s}$).

La sonde D, démunie de son fil, est utilisée comme obstacle et les perturbations de la vitesse moyenne U_R et de la valeur efficace u'_R de la fluctuation longitudinale sont obtenues par extrapolation vers

$e' = 0$ pour α fixé (Fig. 15).

En ce qui concerne la vitesse moyenne U_R , nous remarquons que les perturbations à $\alpha = 0$ et $\alpha = 90^\circ$ sont plus petites que celles qui ont été observées à faible niveau de turbulence car la direction de la vitesse instantanée fluctue autour d'une position moyenne.

La perturbation sur la valeur efficace de u_R (calcul de α_1 sans obstacle) est semblable à celle que nous avons mis en évidence sur U_R . Mais la présence du corps perturbateur entraîne une variation du coefficient de sensibilité $\alpha_1 \equiv U \frac{dE_1}{dU}$. Les écarts de vitesse considérés étant petits, la pente $\frac{dE_1}{dU}$ varie très peu car la courbure

des courbes d'étalonnage de E en fonction de U est faible. La variation relative du coefficient de sensibilité $\frac{\alpha_R - \alpha_{R0}}{\alpha_{R0}}$ est donc

sensiblement égale à celle de la vitesse moyenne $\frac{U_R - U_{R0}}{U_{R0}}$.

Il s'ensuit que l'erreur mesurée $\left(\frac{u'}{U_{R0}} \right)_{mes}$ est pratiquement nulle quel que soit α .

II-5- Conclusion -

Au cours d'expériences dans des écoulements d'air, nous avons observé des écarts dans la réponse d'une sonde à un fil lorsque la position de cette sonde varie, le fil lui-même restant dans une direction fixe perpendiculaire à celle de l'écoulement. Ces variations peuvent s'expliquer par des perturbations aérodynamiques induites par la sonde et non par un refroidissement des broches dépendant de l'inclinaison de celles-ci. Ce point de vue est confirmé par nos expériences utilisant une sonde de référence placée en amont de sondes perturbatrices, et par des évaluations théoriques.

Une diminution de la vitesse est observée lorsque la sonde est alignée avec la direction de l'écoulement $\left[(U_R - U_{R0}) / U_{R0} < 0 \right]$ pour $\alpha \simeq 0$, et une augmentation lorsqu'elle est perpendiculaire

à la direction de l'écoulement $[(U_R - U_{R0})/U_{R0} > 0 \text{ pour } \alpha \approx 90^\circ]$
De plus aucun effet aérodynamique sensible n'apparaît pour $\alpha < 5^\circ$.

La perturbation produites par les broches est généralement plus grande que celle qui est créée par le corps de sonde ; elle varie approximativement comme $1/s$ pour $\alpha = 90^\circ$ et comme $1/s^2$ pour $\alpha = 0$. La perturbation créée par un corps de sonde, pour $\alpha = 0$ ou $\alpha = 90^\circ$, varie approximativement comme Δ^2 et $1/e^2$

D'un point de vue pratique, on peut obtenir, pour des vitesses comprises entre 5 m/s et 20 m/s, une perturbation inférieure à 1,2 % en valeur absolue, quel que soit α , en utilisant les dimensions suivantes :

diamètre du corps de sonde	: 3 mm
longueur des broches	: 20 mm
diamètre des broches	: 0,6 mm
écartement des broches	: 6 mm
longueur du fil	: 1 mm

Remarques :

1- Pour des vitesses supérieures à 25 m/s des vibrations de broches et de fils peuvent apparaître. Dans ces conditions, il est souvent préférable de diminuer la longueur et l'écartement de celles-ci, mais malheureusement les perturbations aérodynamiques deviennent plus importantes. Il conviendra alors de placer, si possible, la sonde dans la position $\alpha = 45^\circ$.

2- Les perturbations introduites par le support des sondes se rencontrent également dans des écoulements de fluides non newtoniens. Par exemple, FRIEHE et SCHWARZ [1969] mesurent les caractéristiques du transfert de chaleur de sondes à film chaud cylindrique, dans une solution de polyacrylamide et d'eau. Pour une sonde dont le cylindre à un diamètre $d = 35 \mu$ et un rapport $\ell/d = 16,2$, ils observent des écarts importants dans les lois qui traduisent la valeur du nombre Nusselt en fonction de la vitesse moyenne

$[N_{uf} = f(U^{1/2})]$; ainsi pour des vitesses comprises entre 1 et 2,2

m/s, des écarts atteignant 20 % sont observés entre les mesures obtenues lorsque la sonde est alignée et lorsqu'elle est perpendiculaire à l'écoulement.

ANNEXE II-1-

Calcul des constantes définies par GILMORE

GILMORE [1967] propose une expression basée sur la superposition des contributions des broches et du corps de sonde, à la perturbation de la réponse d'un fil perpendiculaire à la direction d'un écoulement uniforme :

$$U^2 = U_o^2 \left(1 - (1 - b^2) \sin^2 \alpha \right)$$

où U_o est la vitesse moyenne de la sonde dont la direction du corps est $\alpha = 0$ et b est un facteur pris de la forme $b = b_s b_p$ (b_s et b_p étant les facteurs caractérisant respectivement les perturbations créées par le corps et par les broches de la sonde).

Il détermine expérimentalement les facteurs b et b_s (test global et essai avec un corps de sonde à l'échelle 10) et en déduit b_p . De nos essais, nous pouvons déterminer ces trois facteurs indépendamment et nous présentons, dans le tableau ci-dessous, une comparaison des résultats. Elle montre que la décomposition de GILMORE semble raisonnable.

Facteur	Présente étude (Sonde D)	Résultats de GILMORE
b	1,09	1,10
b_s	1,041	1,05
b_p	1,0525	
$b = b/b_p$	1,047	1,048

A titre d'indication, nous donnons les valeurs des facteurs b , b_s et b_p pour les sondes C et E (sondes non utilisées par GILMORE).

Facteur	Sonde C	Sonde E
b	1,196	1,061
b_s	1,041	1,017
b_p	1,156	1,0485

ANNEXE II-2-

Le profil de température le long d'un fil de longueur finie est donné par l'équation différentielle (CORRSIN [1963]) :

$$\frac{d^2}{dy^2} (\theta - \theta_a) - \frac{4 \chi R_a}{\pi d^2 k} (A + B \sqrt{U} - I^2) (\theta - \theta_a) = - \frac{4 R_a I^2}{\pi d^2 k}$$

les conditions aux limites étant $\theta - \theta_a = 0$ pour $y = \pm \ell$.

Cette équation est numériquement résolue par la méthode de RUNGE-KUTTA 4 d'abord pour un profil de vitesse non uniforme, puis pour un profil uniforme. La température moyenne le long du fil est ensuite calculée dans chaque cas : $\tilde{\theta}$ correspond au profil de vitesse non uniforme et $\bar{\theta}$ au profil de vitesse uniforme. Finalement, on transforme la différence $\tilde{\theta} - \bar{\theta}$ en différence de vitesse $(\tilde{U} - U_\infty) / U_\infty$ (à noter que $U = U_\infty$) en utilisant les relations linéaires suivantes :

$$\tilde{R} - \bar{R} = \chi R_a (\tilde{\theta} - \bar{\theta})$$

et :

$$\tilde{U} - U_\infty = - \frac{2 I^2 \sqrt{U_\infty}}{B} \frac{R_a}{(\bar{R} - R_a)} (\tilde{R} - \bar{R})$$

où $\tilde{R}$ et $\bar{R}$ sont les résistances moyennes dans les deux cas,

Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs de $\tilde{\theta}$ et $\bar{\theta}$ pour une sonde Disa 55-A-25 , le profil de vitesse non uniforme étant fourni par l'équation (5) du chap. II-3-3 [$\delta' = 0,20$ mm ; $U_{\infty} = 7$ m/s - $y = 0,5$ mm ; $s = 1,2$ mm ; $d = 5 \mu$; $I = 65.10^{-3}$ Amp. ; $(R - R_a) / R_a = 0,8$; $R_a = 5$ ohm s ; $\chi = 0,00366$ d $^{\circ}$ -1 ; $k = 0,7$ watt. cm $^{-1}$ d $^{-1}$; $B = 0,68.10^{-4}$. Amp 2 . cm $^{-1/2}$. s $^{-1/2}$; $A = 1,2. 10^{-3}$ Amp 2].

y/ℓ	$\theta - \theta_a$ (1)	$\theta - \theta_a$ (2)
0	315,48	315,00
0,05	314,63	314,14
0,1	312,07	311,59
0,15	307,81	307,33
0,2	301,86	301,39
0,25	294,24	293,78
0,3	284,96	284,51
0,35	274,04	273,61
0,4	261,51	261,10
0,45	247,40	247,01
0,5	231,75	231,38
0,55	214,59	214,25
0,6	195,95	195,64
0,65	175,90	175,62
0,7	154,46	154,22
0,75	131,70	131,49
0,8	107,67	107,50
0,85	82,42	82,29
0,9	56,02	55,93
0,95	28,52	28,48
1	0,00	0,00

Distribution de température le long du fil , en $^{\circ}$ C :

(1) - Profil de vitesse uniforme

(2) - Profil de vitesse donné par l'éq. (5).

CHAPITRE III

REPONSES DES SONDES A FILS CROISES

Dans ce chapitre, on se propose de présenter, dans une première partie, les variations des réponses u'_R et $(\overline{uv})_R$ des sondes de référence lorsque la position ou l'orientation de leurs fils varient, et dans une deuxième partie, la perturbation et l'erreur introduites sur les réponses de ces sondes par la présence d'un obstacle perturbateur tel que broches et corps de sondes à fils croisés.

III-1- Dispositif expérimental -

La soufflerie utilisée a été décrite au paragraphe II-1. Les mesures sont effectuées dans la section $x/a = 14$ où la vitesse moyenne sur l'axe est environ égale à 10 m/s ($u'/U \approx 19\%$ et $v'/U \approx 18\%$), tandis que les étalonnages sont réalisés en écoulement peu turbulent ($x/\alpha = 0,25$).

III-1-1- Montage des sondes -

Le support des sondes de référence positionnées respectivement à $\alpha_{R1} = -90^\circ$ et $\alpha_{R2} = 90^\circ$, est fixé sur une crémaillère qui permet une translation verticale (Fig. 16). Cette crémaillère munie d'un vernier au $\frac{1}{10}$ mm, est elle-même solidaire d'un chariot qui se déplace aisément de la section $x/a = 0,25$ à la section $x/a = 14$. La rotation du support ($-90^\circ < \Delta\varphi < 90^\circ$) autour d'un axe perpendiculaire au plan des fils, est obtenue avec une précision de $10'$. Les fils des sondes de référence de diamètre $5\ \mu$ et de longueur 1 mm, sont inclinés de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe du jet.

Au cours des déplacements que nous venons de décrire, les deux sondes de référence sont solidaires de leur support, néanmoins, ces sondes peuvent aussi être indépendantes (Fig. 16).

- On peut faire varier la distance b entre les fils, en déplaçant la sonde de référence R_2 au moyen d'une crémaillère qui assure une erreur absolue de 0,1 mm. Le positionnement initial est effectué à l'aide de la lunette déjà décrite au paragraphe II-1-2.

- On peut faire tourner séparément les sondes dans leur support autour de l'axe Oz (perpendiculaire au plan des fils).

- On obtient également une rotation autour de l'axe Oy (parallèle au plan des broches et perpendiculaire à l'écoulement) au moyen d'un système de tiges articulées qui permet de maintenir le milieu du fil toujours dans une position fixe au cours de cette rotation. La détermination des angles est faite avec une précision de $30'$.

La sonde à fils croisés ainsi obtenue, est positionnée à partir du profil des vitesses moyennes obtenu à l'aide d'un tube de Pitot (Fig. 17), celui-ci étant fixé au support des sondes. Les profils de $(u'/U)_{R_0}$ et $(v'/U)_{R_0}$, mesurés également dans la section $x/a = 14$, sont représentés sur cette figure.

Pour les perturbations aérodynamiques, nous avons utilisé les corps perturbateurs suivants :

1) Corps de sonde - Ils sont cylindriques de diamètre 4 et 8 mm, et présentent une extrémité hémisphérique.

2) Broches (Fig. 18 a) - Quatre broches sont fixées sur un corps de sonde. Leurs longueurs sont telles que ce corps de sonde n'introduit qu'une perturbation négligeable. Nous pouvons modifier la disposition des broches en faisant varier

leurs écartements s_1 dans la direction Oy et s_2 dans la direction Oz.

3) Sonde Disa 55.A.32 (Fig. 18 b) - Démunie de ses fils, cette sonde est aussi utilisée comme corps perturbateur. Ses quatre broches, longues de 8 mm et écartées de 1 mm, sont fixées à un support de diamètre 7 mm.

Ces corps perturbateurs sont fixés sur le support des sondes de référence afin de conserver la même position par rapport aux fils au cours des étalonnages si cela est nécessaire (étalonnages en présence du corps perturbateur).

III-1-2- Anémomètres -

Les fils des sondes de référence sont maintenus à une température constante (surchauffe $(R - R_a) / R_a = 0,8$) par des anémomètres Disa 55-D-01.

Les deux fils croisés en X, disposés dans le plan Oxy (Fig. ci-contre) fournissent les signaux :

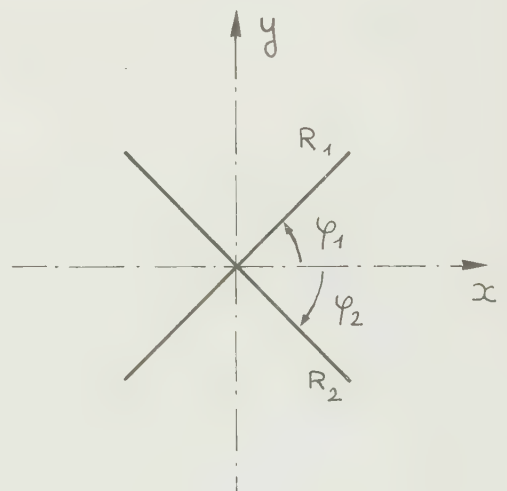
$$e_1 = \alpha_1 \frac{u}{U} + \beta_1 \frac{v}{U}$$

$$e_2 = \alpha_2 \frac{u}{U} + \beta_2 \frac{v}{U}$$

Pour la disposition considérée :

$$\alpha_1 > 0 \quad , \quad \alpha_2 > 0$$

$$\beta_1 < 0 \quad , \quad \beta_2 > 0$$



Pour isoler la fluctuation longitudinale de vitesse à partir des signaux e_1 et e_2 il suffit de former la somme :

$$e_1 + K_2 e_2 = (\alpha_1 + K_2 \alpha_2) \frac{u}{U} + (\beta_1 + K_2 \beta_2) \frac{v}{U}$$

de laquelle la fluctuation transversale v est éliminée si $K_2 = \left| \frac{\beta_1}{\beta_2} \right|$. Dans ce cas :

$$\frac{u}{U} = \frac{e_1 + K_2 e_2}{\alpha_1 + K_2 \alpha_2} \quad (6)$$

De même nous isolons la fluctuation transversale de vitesse en formant la différence :

$$e_1 - K_1 e_2 = (\alpha_1 - K_1 \alpha_2) \frac{u}{U} + (\beta_1 - K_1 \beta_2) \frac{v}{U}$$

La fluctuation longitudinale u étant éliminée si : $K_1 = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ et dans ce cas :

$$\frac{v}{U} = \frac{e_1 - K_1 e_2}{\beta_1 - K_1 \beta_2} \quad (7)$$

Les opérations $E_1 - K_1 E_2$ et $E_1 + K_2 E_2$ sont réalisées au moyen d'amplificateurs opérationnels Burr-Brown 3003/15 (Fig. 19). Les valeurs efficaces de $(e_1 - K_1 e_2)$ et de $(e_1 + K_2 e_2)$ sont lues sur deux voltmètres efficaces Disa 55 D 35, la constante de temps étant fixée à 30 s. Cependant, dans le cas où on ne s'intéresse qu'à la mesure de $v'/U_{\max}$ (paragraphe III-2), on ne forme que la différence $E_1 - K_1 E_2$ et on lit la valeur $\sqrt{(e_1 - K_1 e_2)^2}$ au moyen du voltmètre intégrateur quadratique FM. 002.

Le produit instantané $(uv)/U^2$ s'obtient simplement en multipliant les valeurs de u/U et de v/U (relations 6 et 7) soit :

$$\frac{uv}{U^2} = \frac{e_1 + K_2 e_2}{\alpha_1 + K_2 \alpha_2} \times \frac{e_1 - K_1 e_2}{\beta_1 - K_1 \beta_2}$$

Expérimentalement, les signaux $e_1 + K_2 e_2$ et $e_1 - K_1 e_2$ sont portés par une tension continue qui est éliminée par un condensateur ; ils sont ensuite amplifiés (amplificateurs Burr-Brown 3003/15, gain ≈ 18) avant d'entrer dans le multiplieur (Burr-Brown 4001/40). Le produit obtenu est traité par un convertisseur tension - fréquence A 1443 - Rochar et un fréquencemètre A 1439 - Rochar, les moyennes étant prises sur 100 s. Une tension continue de 7 V est préalablement ajoutée au produit car ces appareils ne peuvent pas être utilisés si la valeur moyenne de la tension d'entrée est voisine de zéro (ce qui est précisément le cas sur l'axe du jet).

Nous avons choisi des anémomètres à température constante Disa car leur tension de sortie (3,5 V) est très bien adaptée à l'emploi d'amplificateurs opérationnels, ce qui n'est pas le cas des anémomètres à intensité constante "Tacussel" (tension de sortie 150 V). En outre, le circuit de compensation d'inertie thermique introduit du bruit de fond et des parasites qui perturbent considérablement les mesures de $\frac{\overline{u^2}}{U_{\max}^2}$.

III-1-3- Exécution des mesures -

1) Règlages de K_1 et de K_2

Ils sont effectués en deux étapes (cf. COMTE-BELLOT [1961]). On obtient d'abord des valeurs approchées de K_1 et de K_2 en mesurant, d'une part les variations $\Delta \overline{E}_1$ et $\Delta \overline{E}_2$ des réponses des anémomètres lorsque la vitesse U varie de $U + \Delta U/2$ à $U - \Delta U/2$, φ étant constant, et d'autre part les variations $\Delta' \overline{E}_1$ et $\Delta' \overline{E}_2$ lorsque l'angle φ varie de $\varphi + \Delta \varphi/2$ à $\varphi - \Delta \varphi/2$, U étant constant. En général on utilise, à $U = 7 \text{ m/s}$, $\Delta U/2 \approx 2 \text{ m/s}$ et $\Delta \varphi/2 \approx 10^\circ$. On trouve alors :

$$K_1 \approx \frac{\Delta \overline{E}_1}{\Delta \overline{E}_2} \qquad K_2 \approx \frac{\Delta' \overline{E}_1}{\Delta' \overline{E}_2}$$

et on positionne, de façon approchée, les curseurs des potentiomètres P_1 et P_2 (Fig. 19). On effectue ensuite un réglage fin en ajustant la position des curseurs de façon à ce que la différence $\overline{E}_1 - K_1 \overline{E}_2$ reste constante quand U varie de $\pm \frac{\Delta U}{2}$ et que la somme $\overline{E}_1 + K_1 \overline{E}_2$ reste constante quand φ varie de $\pm 10^\circ$. La précision obtenue sur la détermination de K_1 ou de K_2 est meilleure que 0,2 %. Nous avons remarqué que les réglages effectués pour $U = 7$ m/s restent valables, à mieux que 1 %, pour les vitesses comprises entre 3 et 10 m/s, cette gamme de vitesse étant celle qui est rencontrée dans les mesures. Précisons que pour ces réglages, les fils sont placés dans le cône à potentiel du jet.

2) Etalonnages et dépouillement.

Le calcul des valeurs de u' , v' et $\overline{uv}$ à partir des équations (6) à (8) impose la connaissance des coefficients $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ et

$\beta_1 - K_1 \beta_2$ définis par :

$$\alpha_1 + K_2 \alpha_2 \equiv U \frac{\partial(\overline{E}_1 + K_2 \overline{E}_2)}{\partial U} \quad (9)$$

$$\beta_1 - K_1 \beta_2 \equiv - \frac{\partial(\overline{E}_1 - K_1 \overline{E}_2)}{\partial \varphi} \quad (10)$$

Le dépouillement des résultats expérimentaux se fait sur ordinateur. La courbe d'étalonnage de $\overline{E}_1 + K_2 \overline{E}_2$ en fonction de U , définie par 9 points dans la gamme $1,5 \text{ m/s} < U < 11 \text{ m/s}$, est lissée par un polynôme de degré 5. Ensuite, les pentes $\partial(\overline{E}_1 + K_2 \overline{E}_2)/\partial U$ sont simplement obtenues par dérivation de ce polynôme. Pour le lissage de la courbe d'étalonnage, un polynôme de degré plus élevé n'est pas avantageux car des ondulations apparaissent dans le tracé de la courbe dérivée. En outre, nous avons remarqué qu'on a intérêt à utiliser la courbe $\overline{E}_1 + K_2 \overline{E}_2$ en fonction de U dont la courbure est plus petite que celle de la courbe d'étalonnage définie à partir de h , h étant la dénivellation manométrique correspondant à la vitesse U .

Chacune des quatre courbes d'étalonnage donnant $\overline{E_1} - K_1 \overline{E_2}$ en fonction de $\Delta \varphi$ à $U = 3 - 6 - 8 - 10$ m/s, sont définies par 5 points ($\Delta \varphi = 0, \pm 5^\circ, \pm 10^\circ$). Etant pratiquement rectilignes, elles sont lissées par un polynôme de degré 2. Chaque pente pour $\Delta \varphi = 0$, est obtenue par dérivation du polynôme. Un autre lissage des quatre dérivées ainsi obtenues, est effectué afin de définir le coefficient $\beta_1 - K_1 \beta_2$ en chaque point de mesure ; là encore, nous avons choisi un polynôme de degré 2.

Une fois les coefficients $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ et $\beta_1 - K_1 \beta_2$ déterminés, les valeurs de u'/U et $\overline{uv}/U^2$ se déduisent aisément des données expérimentales. L'organigramme de ce dépouillement est présenté sur la figure 20.

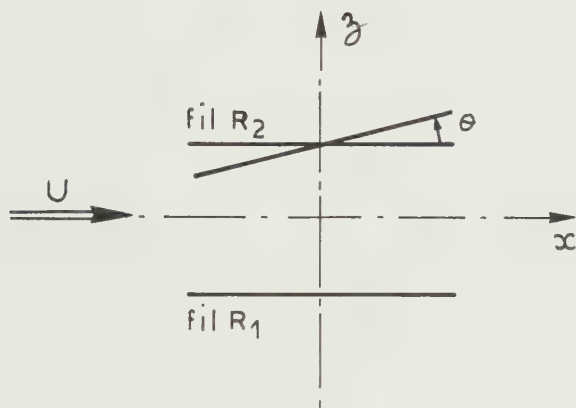
III-2- Influence de la position des fils de la sonde de référence -

III-2-1- Influence de la distance b entre les fils -

Les fils de référence, étant situés dans des plans parallèles au plan Ox, Oy et placés symétriquement par rapport à Ox ($\varphi_1 \simeq 45^\circ$, $\varphi_2 \simeq -45^\circ$), on fait varier leur écartement b. Les valeurs utilisées sont : $b = 0,3 - 0,5 - 0,7 - 1 - 1,5$ mm ; la longueur des fils étant 1 mm, les valeurs correspondantes de b/l sont égales à celles de b. Pour chacune d'entre elles, on a repris les réglages de K_1 et de K_2 et la détermination des coefficients $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ et $\beta_1 - K_1 \beta_2$, puis on a effectué les mesures de u' , v' et $\overline{uv}$ dans la section du jet $x/a = 14$, suivant le diamètre Oy jusqu'au point où $U/U_{\max} = 0,3$. Aucune influence sensible de b n'est observée car, pour la plus petite valeur que nous avons utilisée il faudrait une intensité de turbulence u'/U de l'ordre de 25 % pour que le sillage de l'un des fils vienne en contact avec l'autre ; dans nos essais, u'/U reste inférieure à 20 %.

Nos résultats sont en accord avec les conclusions de JEROME, GUITTON et PATEL [1971]. Certes, ils observent une perturbation introduite par la fluctuation w pour des sondes dont le rapport $b/l \approx 0,15$; mais ils montrent que ces perturbations sont négligeables pour des sondes dont le rapport $b/l = 1$, ainsi que pour des sondes Thermo-Systems du type 1241 ≈ 20 qui ont un rapport $b/l \approx 0,6$. Dans la suite des expériences, la valeur de b est fixée égale à 1 mm.

III-2-2- Influence de la variation d'angle θ .



On fait tourner seulement la sonde de référence R_2 d'un angle θ autour de l'axe Oy (Fig. ci-contre). Après avoir repris les réglages de K_1 et K_2 ainsi que la détermination des coefficients $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ et $\beta_1 - K_1 \beta_2$ les fils étant placés dans le cône à potentiel, nous avons déterminé les profils de u' et de

$\overline{u u}$ dans la section $x/a = 14$. Lorsque $\theta = +10^\circ$ ou -10° , nous observons une nette translation des profils de $\left(\frac{\overline{u u}}{U_{\max}^2} \right)_{R_0}$ (Fig. 21), qui se traduit par :

- une valeur de $\left(\frac{\overline{u u}}{U_{\max}^2} \right)_{R_0}$ différente de zéro sur l'axe du jet,
- une erreur atteignant 10 % sur ces valeurs extrêmes des courbes.

Ces résultats expliquent les difficultés rencontrées dans les expériences pour obtenir des profils de $\overline{u v}$ symétriques (cf. COMTE-BELLOT [1961]).

Nous pouvons justifier approximativement les sens de variations des résultats que nous venons d'obtenir en étudiant séparément les varia-

tions des coefficients $\beta_1 - K_1 \beta_2$ et $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ et celles des valeurs $\sqrt{(e_1 - K_1 e_2)^2}$ et $\frac{(e_1 - K_1 e_2)(e_1 + K_2 e_2)}{(e_1 - K_1 e_2)(e_1 + K_2 e_2)}$. Au cours des étalonnages dans le cône à potentiel, la rotation θ de la sonde R_2 conduit à une augmentation de la tension E_2 mesurée à la sortie de l'anémomètre à température constante, que θ soit positif ou négatif ; dans ces deux cas, la composante de la vitesse normale au fil R_2 augmente légèrement. Il en résulte une augmentation de $\overline{E_1} + K_2 \overline{E_2}$ et une diminution de $\overline{E_1} - K_1 \overline{E_2}$, et par suite des variations correspondantes pour les coefficients $|\beta_1 - K_1 \beta_2|$ et $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$. Ainsi nous observons expérimentalement une diminution de 13 % du coefficient $|\beta_1 - K_1 \beta_2|$ et une augmentation de 5 % du coefficient $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$, lorsque θ varie de 0 à $\pm 10^\circ$.

En écoulement turbulent, le fil R_2 qui a tourné d'un angle θ , devient un peu plus sensible à la fluctuation w que dans la position $\theta = 0$ et on peut écrire :

$$e_1 = \alpha_1 \frac{u}{U} + \beta_1 \frac{v}{U}$$

$$e_2 = \alpha_2 \frac{u}{U} + \beta_2 \frac{v}{U} + \gamma_2 \frac{w}{U}$$

où γ_2 est la sensibilité du fil R_2 à la composante w de la fluctuation de vitesse. Dans le jet, seule la corrélation entre u et v est différente de zéro, on en déduit donc :

$$\sqrt{(e_1 - K_1 e_2)^2} \approx (\beta_1 - K_1 \beta_2) \frac{v'}{U} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{K_1 \gamma_2}{\beta_1 - K_1 \beta_2} \right)^2 \left(\frac{w'}{v'} \right)^2 \right]$$

$$\overline{(e_1 + K_2 e_2)(e_1 - K_1 e_2)} \approx (\beta_1 - K_1 \beta_2)(\alpha_1 + K_2 \alpha_2) \frac{\overline{uv}}{U^2} \left[1 + \frac{K_1 K_2 \gamma_2^2}{(|\beta_1 - K_1 \beta_2|)(\alpha_1 + K_2 \alpha_2)} \frac{(w')^2}{\overline{uv}} \right]$$

A partir des étalonnages effectués dans le cône à potentiel, nous déterminons

$\frac{K_1 \gamma_2}{(|\beta_1 - K_1 \beta_2|)} \approx \frac{K_2 \gamma_2}{(\alpha_1 + K_2 \alpha_2)} \approx 20 \%$ et une évaluation conduit à une augmentation égale à 2 % environ sur $\sqrt{(e_1 - K_1 e_2)^2}$ et une augmentation égale à 8 %

environ sur $\overline{(e_1 - K_1 e_2)(e_1 + K_2 e_2)}$. Ces résultats sont en accord avec

les résultats expérimentaux où nous obtenons, sur l'axe du jet, une augmentation de 1 % sur $\sqrt{(e_1 - K_1 e_2)^2}$ et, pour la position $y = 44$ mm (maximum

de $(\overline{uv} / U_{\max}^2)_{R_0}$ pour $\theta = 0$), une augmentation de 7 % sur

$$\overline{(e_1 - K_1 e_2)(e_1 + K_2 e_2)}.$$

III-2-3 Influence de la variation des inclinaisons φ_1 et φ_2 des fils.

Nous avons d'abord cherché l'influence que pourrait avoir une modification des angles φ_1 et φ_2 . Deux cas ont été examinés :

$$(1) \quad \varphi_1 = 45^\circ, \quad \varphi_2 = -45^\circ \\ \text{ou } \varphi_1 = 55^\circ, \quad \varphi_2 = -35^\circ$$

$$(2) \quad \varphi_1 = 45^\circ, \quad \varphi_2 = -90^\circ$$

Le premier illustre un défaut de construction des sondes ; le second correspond au désir de disposer simplement de la fluctuation u au moyen d'un fil placé perpendiculairement à la direction de la vitesse moyenne (cf. COMTE-BELLOT [1965]). Dans ce dernier cas, on a à résoudre le système :

$$e_1 = \alpha_1 \frac{u}{U} + \beta_1 \frac{v}{U}$$

$$e_2 = \alpha_2 \frac{u}{U}$$

et le circuit électronique (Fig. 29 bis) est légèrement modifié.

Par suite :

$$\begin{aligned} \frac{u'}{U} &= \frac{\sqrt{e_2^2}}{\alpha_2} \\ \frac{v'}{U} &= \frac{\sqrt{(e_1 - \kappa_1 e_2)^2}}{\beta_1} \quad \text{avec } \kappa_1 = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \\ \frac{uv}{U^2} &= \frac{(e_1 - \kappa_1 e_2) \cdot e_2}{\beta_1 \cdot \alpha_2} \end{aligned}$$

Dans tous les cas, les fils sont appariés et étalonnés avant l'exécution des mesures. Sur la figure 22 sont reportés quelques uns des résultats obtenus dans la section $\alpha/\alpha = 14$. Aucun écart systématique n'apparaît sur les valeurs de v' et uv , résultat auquel on peut en fait s'attendre car les modifications de l'angle φ ont été prises en compte par les réglages de K_1 et K_2 (ou K_1 seul) et par les étalonnages.

Aussi, nous nous proposons maintenant d'étudier l'erreur entraînée par un mauvais positionnement de la sonde, c'est-à-dire par

un déplacement angulaire $\Delta\varphi$ de la sonde, une fois effectués les réglages de K_1 et de K_2 et les étalonnages.

Pour cela évaluons d'abord la variation du coefficient de sensibilité α_1 du fil lorsque l'angle φ_1 , initialement égal à 45° , augmente de $\Delta\varphi$. En supposant que la réponse de l'anémomètre à température constante satisfasse à la loi de King :

$$\overline{E}_1^2 = A + B \sqrt{U \sin \varphi_1}$$

on a :

$$\alpha_1 \equiv U \frac{\partial \overline{E}_1}{\partial U} = \frac{B}{4\overline{E}_1} \sqrt{U \sin \varphi_1}$$

et par suite :

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial \varphi_1} = \frac{\alpha_1}{2} - \frac{\alpha_1^2}{\overline{E}_1}$$

soit approximativement :

$$\frac{\Delta \alpha_1}{\alpha_1} \simeq \frac{\Delta \varphi_1}{2}$$

car généralement $\alpha_1 = 250 \text{ mV}$ et $\overline{E}_1 \simeq 3,5 \text{ V}$. Des calculs analogues conduisent aux variations des coefficients β_1 , α_2 et β_2 en fonction de $\Delta\varphi$ de sorte qu'en définitive, on a :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \alpha_1}{\alpha_1} &\simeq \frac{\Delta \varphi}{2} & \frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} &\simeq -3 \frac{\Delta \varphi}{2} \\ \frac{\Delta \alpha_2}{\alpha_2} &\simeq -\frac{\Delta \varphi}{2} & \frac{\Delta \beta_2}{\beta_2} &\simeq 3 \frac{\Delta \varphi}{2} \end{aligned} \quad (11)$$

Les signaux fluctuants transmis par les fils R_1 et R_2 inclinés à $\varphi_1 = 45^\circ + \Delta\varphi$ et à $\varphi_2 = -45^\circ + \Delta\varphi$ sont alors :

$$\begin{aligned} e_1 &= \left(1 + \frac{\Delta \varphi}{2}\right) \alpha_1 \frac{u}{U} + \left(1 - 3 \frac{\Delta \varphi}{2}\right) \beta_1 \frac{v}{U} \\ e_2 &= \left(1 - \frac{\Delta \varphi}{2}\right) \alpha_2 \frac{u}{U} + \left(1 + 3 \frac{\Delta \varphi}{2}\right) \beta_2 \frac{v}{U} \end{aligned} \quad (12)$$

et les coefficients K_1 et K_2 sont erronés des quantités :

$$\Delta K_1 = \Delta \varphi \cdot K_1$$

$$\Delta K_2 = -3 \cdot \Delta \varphi \cdot K_2$$

Des équations (12), on déduit :

$$e_1 - K_1 e_2 = \frac{\Delta \varphi}{2} (\alpha_1 + K_1 \alpha_2) \frac{u}{U} - (\beta_1 - K_1 \beta_2) \frac{v}{U}$$

$$e_1 + K_2 e_2 = (\alpha_1 + K_2 \alpha_2) \frac{u}{U} - 3 \frac{\Delta \varphi}{2} (\beta_1 - K_2 \beta_2) \frac{v}{U}$$

et par suite :

$$\frac{v'_{\Delta \varphi} - v'}{v'} \simeq - \frac{\Delta \varphi}{2} \frac{\overline{uv}}{v^2}$$

$$\frac{(\overline{uv})_{\Delta \varphi} - \overline{uv}}{\overline{uv}} \simeq \frac{\Delta \varphi}{2} \left(\frac{3 \overline{v^2} - \overline{u^2}}{\overline{uv}} \right)$$

Par exemple, pour $\Delta \varphi = + 10^\circ$ et au maximum de $\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2}$ (à $y = 50$ mm), une

évaluation conduit à :

$$\frac{v'_{\Delta \varphi = 10^\circ} - v'}{v'} \simeq - 3 \%$$

$$\frac{(\overline{uv})_{\Delta \varphi = 10^\circ} - \overline{uv}}{\overline{uv}} \simeq 25 \%$$

Ces faits ont été également observés par SUNYACH [1971] lors de mesures effectuées dans un tuyau lisse. Les variations systématiques introduites sur K_1 , K_2 et φ sont $\Delta K_1 = \pm 5 \%$, $\Delta K_2 = \pm 5 \%$ et $\Delta \varphi = \pm 5 \%$. Les erreurs observées sur $\frac{\overline{uv}}{u'v'}$, sont environ $\pm 8 \%$

pour $\frac{y}{r} = 0,5$ (r étant le rayon du tuyau).

Dans nos essais, une fois les réglages de K_1 et K_2 et la détermination de $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ et $\beta_1 - K_1 \beta_2$ effectués à $\varphi_1 = 45^\circ$ et à $\varphi_2 = -45^\circ$, nous avons imposé une même rotation $\Delta\varphi = +10^\circ$ ou -10° aux deux fils des sondes de référence. Nous remarquons (Fig. 23) une translation du profil de $\left(\frac{\overline{u \cdot v}}{U_{\max}^2} \right)_{R_0}$ caractérisée par :

- des erreurs atteignant 20 % pour les extrémums de la courbe ; ce qui vérifie l'évaluation précédente,
- un déplacement de la valeur nulle de $\frac{\overline{u \cdot v}}{U_{\max}^2}$, cette dernière ne correspondant plus à l'axe du jet.

Ces résultats montrent que le plus grand soin doit être apporté au positionnement de la sonde ; si nous tolérons une erreur maximale de 2 % sur $\frac{\overline{u \cdot v}}{U_{\max}^2}$, la sonde doit être positionnée à mieux qu'un degré.

III-3- Effets des perturbations aérodynamiques sur les mesures de $\frac{u'}{U_{\max}}$

III-3-1- Perturbations créées par un corps de sonde.

Les fils R_1 et R_2 sont croisés en X ($\varphi_1 \approx 45^\circ$ et $\varphi_2 \approx -45^\circ$) et situés dans des plans parallèles, séparés par une distance $b = 1$ mm. L'obstacle perturbateur est un corps de sonde cylindrique de diamètre ($\Delta = 4$ mm, 6 mm ou 8 mm) dont l'axe est dans la direction de l'écoulement moyen. Sa position est repérée par la distance e entre l'extrémité du corps de sonde et le point de croisement des fils.

La perturbation créée par le corps de sonde en fonction de son diamètre Δ et de la distance e est présentée sur la figure 24 (a). Les étalonnages sont ici effectués sans obstacle perturbateur. Les résultats sont ensuite repris avec des étalonnages réalisés en présence du corps de sonde pour chaque point de mesure. La figure 24 (b) montre les erreurs ainsi enregistrées.

Il convient de remarquer que la présence d'un corps de sonde crée une perturbation positive et une erreur négative. On aurait pu s'attendre à une compensation entre les variations de U'_R et celles de $|\beta_1 - \kappa_1 \beta_2|$ ce qui aurait entraîné une erreur nulle sur $\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}}$. Mais il n'en est rien car l'augmentation relative du coefficient de sensibilité $|\beta_1 - \kappa_1 \beta_2|$ est supérieure à celle de U'_R . Par exemple pour un corps de sonde de diamètre $\Delta = 8 \text{ mm}$, situé à une distance $e = 5 \text{ mm}$ des fils, on a :

$$\frac{U'_R - U'_{R_0}}{U'_{R_0}} = 9 \%$$

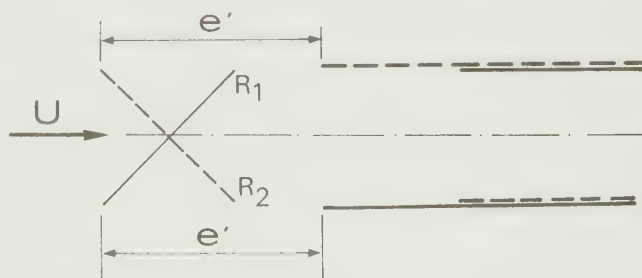
alors que :
$$\frac{(\beta_1 - \kappa_1 \beta_2)_R - (\beta_1 - \kappa_1 \beta_2)_{R_0}}{(\beta_1 - \kappa_1 \beta_2)_{R_0}} = 25 \%$$

et par suite :
$$\frac{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}} - \left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R_0}}{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R_0}} = -14 \%$$

Une interprétation de ces résultats au moyen d'écoulements à potentiel de vitesse sera effectuée au paragraphe III-4-1. Finalement la perturbation et l'erreur deviennent négligeables pour $e/\Delta \gg 5$ quel que soit le corps de sonde.

III-3-2- Perturbations créées par des broches situées dans le plan des fils.

Cet essai a consisté à étudier l'influence de quatre broches situées dans le même plan que le fil qu'elles supportent (c'est le cas des sondes commerciales DISA 55-A-32 ou 55-A-38). Dans ces conditions, la distance b entre les fils est égale à l'écartement s_2 des deux paires de broches ; la distance entre les deux broches d'une paire est notée s_1 . Le corps perturbateur est la sonde spéciale décrite au paragraphe III-1-1 ; elle est approchée des fils de référence suivant l'axe du jet. Les valeurs de $\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}}$ sont mesurées en fonction de la distance e' entre l'extrémité des broches et les fils de référence (Fig. ci-contre).



Par extrapolation pour $e' = 0$, la perturbation $U'_R - U'_{R0}$ (étalonnage sans obstacle) et l'erreur $\frac{(U'_{max})_{mes} - (U'_{max})_{R0}}{(U'_{max})_{R0}}$ (étalonnage en présence de l'obstacle et pour chaque point de mesure) sont indiquées dans le tableau - 5 -

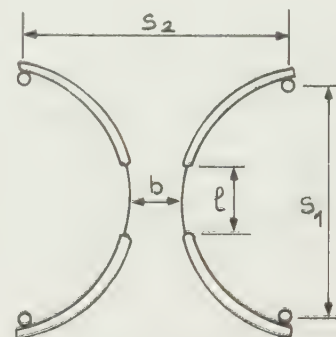
S_1 (mm)	S_2 (mm)	$\frac{U'_R - U'_{R0}}{U'_{R0}}$	$\frac{(U'_{max})_{mes} - (U'_{max})_{R0}}{(U'_{max})_{R0}}$
1	1	- 9,0 %	- 22,0 %
2	2	- 3,7 %	- 7,0 %
3	1	- 2,5 %	- 5,2 %

Tableau 5 - Perturbations et erreurs créées par quatre broches situées dans les mêmes plans que les fils qu'elles supportent.

Nous notons que dans ces expériences les perturbations et les erreurs sont négatives. Précisons aussi que toutes les mesures ont été effectuées avec des broches cylindriques de diamètre 0,3 mm. L'erreur pour $S_1 = S_2 = b = 1$ mm est - 22 % ; cette valeur importante est due, non seulement au fait que les broches sont très proches les unes des autres, mais surtout au fait que le diamètre à l'extrémité des broches est important, cas non usuel en pratique car les broches sont toujours effilées à leur extrémité.

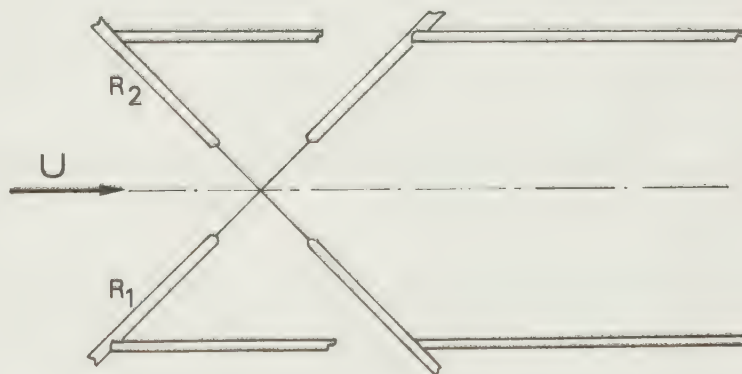
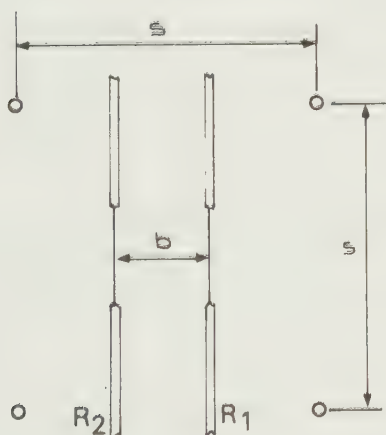
III-3-3- Perturbations créées par quatre broches de sondes dont les fils seraient soudés en "anse de panier".

Une méthode permettant d'éloigner du plan des broches la partie sensible des fils tout en maintenant ceux-ci rapprochés l'un de l'autre consiste à souder les fils en "anse de panier", c'est-à-dire presque en demi-cercle entre les broches (Figure ci-contre).



Les broches perturbatrices sont donc situées dans deux plans parallèles, placés de part et d'autre des fils de référence, et leurs extrémités arrivent, latéralement au niveau des fils (Fig. ci-dessous).

Fils soudés en anse de panier.



- Position des broches par rapport aux fils de référence R₁ et R₂.

La perturbation $\frac{U'_R - U'_{R0}}{U'_{R0}}$ et l'erreur $\frac{\left(\frac{U'}{U_{max}}\right)_{mes} - \left(\frac{U'}{U_{max}}\right)_{R0}}{\left(\frac{U'}{U_{max}}\right)_{R0}}$ sont indiquées dans le tableau 6.

S (mm)	$\frac{U'_R - U'_{R0}}{U'_{R0}}$	$\frac{\left(\frac{U'}{U_{max}}\right)_{mes} - \left(\frac{U'}{U_{max}}\right)_{R0}}{\left(\frac{U'}{U_{max}}\right)_{R0}}$
2	1,6 %	- 3,3 %
3	0,7 %	- 1,6 %
4	≈ 0	≈ 0

Tableau 6 - Perturbations et erreurs créées par quatre broches ($b = 1$ mm).

On observe que la perturbation sur U' est positive et que l'erreur sur $\left(\frac{U'}{U_{max}}\right)_{mes}$ est négative. Ainsi, la variation du coefficient de sensibilité du fil est, comme dans le cas d'un corps de sonde perturbateur, supérieure à la perturbation sur U'_R . De plus, si l'écartement s des broches est supérieur à 4 mm, la perturbation et l'erreur deviennent négligeables (les fils de diamètre 5μ et de longueur 1 mm sont distants de 1 mm).

III-3-4 Influence de la situation de la partie sensible des fils par rapport aux broches.

Les fils des sondes de référence sont décapés successivement sur une longueur de 0,5 mm - 1 mm et 1,7 mm, leur écartement restant égal à 1 mm.

En l'absence d'obstacle, les mesures de U'_{R0} sont indépendantes de la longueur des fils, ce résultat étant d'ailleurs compatible avec le fait que la longueur du fil est dans tous les cas très petite devant les dimensions des structures turbulentes porteuses d'énergie.

Mais en présence de broches, un effet de la longueur des fils apparaît. Par exemple pour quatre broches dont l'espacement est $s = s_1 = s_2 = 3 \text{ mm}$ et le diamètre $\delta = 0,3 \text{ mm}$, on a obtenu les résultats suivants (Tableau 7) :

ℓ (mm)	$\frac{U'_R - U'_{R0}}{U'_{R0}}$	$\frac{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}} - \left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R0}}{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R0}}$
0,5	- 0,54 %	- 0,54 %
1	0,7 %	- 1,6 %
1,7	0,83 %	- 3,4 %

Tableau 7 - Influence de la longueur ℓ du fil (en présence de quatre broches - $s = 3 \text{ mm}$, $\delta = 0,3 \text{ mm}$).

Ces résultats montrent que si la longueur du fil n'a pas d'effet sensible sur U'_R , par contre elle intervient nettement sur U'_{mes} par l'intermédiaire des variations du coefficient de sensibilité. Ainsi, comme dans le cas des fils simples (chap. II, § II-2-2), la situation des broches par rapport à la partie sensible du fil semble être un facteur important dans les perturbations aérodynamiques créées par les sondes.

III-3-5- Influence du diamètre des broches.

Des broches de diamètre $\delta = 0,3$ et $0,7 \text{ mm}$ ont été utilisées avec un écartement $s = s_1 = s_2 = 3 \text{ mm}$. Cet écartement a été choisi afin que l'obstruction de l'écoulement ne soit pas trop importante pour le diamètre $\delta = 0,7 \text{ mm}$.

δ (mm)	$\frac{U'_R - U'_{R_0}}{U'_{R_0}}$	$\frac{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}} - \left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R_0}}{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R_0}}$
0,3	0,47 %	- 1,6 %
0,7	0,5 %	- 4,2 %

Tableau 8 - Influence du diamètre des broches ($s = 3$ mm).

Le tableau 8 montre, comme dans le paragraphe précédent, que la perturbation est négligeable mais que l'erreur varie approximativement dans le même rapport que le diamètre des broches.

III-3-6- Influence de la gaine des fils.

Cet essai a été réalisé avec des fils de référence de diamètre 3μ et 5μ dont les gaines font respectivement 30μ et 50μ , et en présence des broches définies par $\delta = 0,3$ mm et $s = 2$ mm. Les fils ont une longueur de 1 mm et leur écartement est aussi de 1 mm.

gaine (microns)	$\frac{U'_R - U'_{R_0}}{U'_{R_0}}$	$\frac{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}} - \left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R_0}}{\left(\frac{U'}{U_{\max}}\right)_{R_0}}$
30	0,57 %	- 2,5 %
50	0,70 %	- 3,3 %

Tableau 9 - Influence de la gaine des fils.

Les essais révèlent (tableau 9) une très petite augmentation (0,8 %) de l'erreur sur U'_{mes} avec le diamètre des gaines. Par rapport aux autres perturbations, les gaines sont ainsi des obstacles très peu perturbateurs.

III-4-Effets des perturbations aérodynamiques sur les mesures de $\overline{uv}/U_{\max}^2$

III-4-1- Perturbations créées par un corps de sonde

Les fils de référence toujours inclinés à $\varphi_1 = 45^\circ$ et $\varphi_2 = -45^\circ$, sont situés dans deux plans parallèles distants de $b = 1 \text{ mm}$. Deux corps de sonde cylindrique ($\Delta = 8 \text{ mm}$ puis $\Delta = 4 \text{ mm}$) sont successivement placés en aval des fils aux distances $e = 10 \text{ mm}$ et $e = 20 \text{ mm}$. La perturbation $\frac{(\overline{uv})_R - (\overline{uv})_{R_0}}{(\overline{uv})_{R_0}}$ est obtenue à partir d'étalonnages sans obstacle et l'erreur $\left[\frac{(\overline{uv})}{U_{\max}^2} \right]_{\text{mes}} - \left[\frac{(\overline{uv})}{U_{\max}^2} \right]_{R_0} \bigg/ \left[\frac{(\overline{uv})}{U_{\max}^2} \right]_{R_0}$ à partir d'étalonnages dans lesquels, le corps de sonde demeure lié au support.

Les résultats présentés dans le tableau 10, sont relatifs au maximum de $\left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2} \right)_R$ qui, dans la section $x/\alpha = 14$, se situe à la distance $y = 45 \text{ mm}$ de l'axe du jet.

Corps de sonde	$\frac{(\overline{uv})_R - (\overline{uv})_{R_0}}{(\overline{uv})_{R_0}}$	$\frac{\Delta(\alpha_1 + K_2 \alpha_2)}{\alpha_1 + K_2 \alpha_2}$	$\frac{\Delta(\beta_1 - K_1 \beta_2)}{\beta_1 - K_1 \beta_2}$	$\frac{\left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2} \right)_{\text{mes}} - \left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2} \right)_{R_0}}{\left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2} \right)_{R_0}}$
$\Delta = 8 \text{ mm}$ $e = 10 \text{ mm}$	- 2,8 %	- 2,2 %	8,6 %	- 9,1 %
$\Delta = 8 \text{ mm}$ $e = 20 \text{ mm}$	- 1,0 %	- 1,0 %	5,0 %	- 4,5 %
$\Delta = 4 \text{ mm}$ $e = 10 \text{ mm}$	- 2,0 %	- 1,0 %	1,1 %	- 2 %
$\Delta = 4 \text{ mm}$ $e = 20 \text{ mm}$	≈ 0	≈ 0	≈ 0	≈ 0

Tableau 10 - Perturbations et erreurs créées par un corps de sonde.

Dans ce tableau, nous voyons que la perturbation sur $(\overline{u\sigma})_R$ est légèrement négative (inférieure à - 3 %), que la variation du coefficient $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ est également petite et négative tandis que celle de $|\beta_1 - K_1 \beta_2|$ est grande et positive. Dans la détermination de $(\overline{u\sigma})_{mes}$, il n'y a que peu de compensation entre ces diverses variations. Il en résulte une erreur importante sur $\left(\frac{\overline{u\sigma}}{U_{max}^2}\right)_{mes}$; mais celle-ci décroît rapidement avec le diamètre Δ et la distance e , si bien que pour $\Delta = 4$ mm et $e = 20$ mm, tous les effets des perturbations aérodynamiques sont négligeables.

Le profil de $\left(\frac{\overline{u\sigma}}{U_{max}^2}\right)_{mes}$ dans la section $\alpha/a = 14$ est représenté sur la figure 24 pour un corps de sonde de diamètre $\Delta = 8$ mm et situé à une distance $e = 10$ mm.

III-4-2- Perturbations créées par quatre broches.

L'effet de quatre broches cylindriques de 0,3 mm de diamètre, est étudié de la même façon qu'aux paragraphes III-3-2 et III-3-3. On considère d'abord le cas de broches situées dans le plan des fils, puis le cas de broches correspondant aux fils en anse de panier. Les résultats obtenus pour ces diverses configurations, sont indiqués dans le tableau 11. Rappelons que le cas $s = 1$ mm, $b = 1$ mm réalisé avec quatre broches cylindriques est trop schématique (cf. § III-4-3-).

On peut observer que les erreurs importantes qui entachent les valeurs de $(\overline{u\sigma})_{mes}$ sont dues à ce que les variations des coefficients de sensibilité sont positives alors que les perturbations sur $(\overline{u\sigma})_R$ sont négatives. En outre on constate, comme en ce qui concernait les erreurs sur σ' (§ - III-3-4), que les perturbations et les erreurs sont très dépendantes de la distance entre le fil et les broches.

	$\frac{(\overline{uv})_R - (\overline{uv})_{R_0}}{(\overline{uv})_{R_0}}$	$\frac{\Delta(\alpha_1 + \kappa_2 \alpha_2)}{\alpha_1 + \kappa_2 \alpha_2}$	$\frac{\Delta(\beta_1 - \kappa_1 \beta_2)}{\beta_1 - \kappa_1 \beta_2}$	$\frac{(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2})_{\text{mes}} - (\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2})_{R_0}}{(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2})_{R_0}}$
$s = 1 \text{ mm}$ $b = 1 \text{ mm}$	- 24,0 %	45 %	23,0 %	- 50,0 %
$s = 2 \text{ mm}$ $b = 1 \text{ mm}$	- 2,4 %	2,3 %	12,4 %	- 15,0 %
$s = 2 \text{ mm}$ $b = 0,5 \text{ mm}$	+ 0,9 %	3,7 %	3,0 %	- 7,5 %
$s = 3 \text{ mm}$ $b = 1 \text{ mm}$	$\simeq 0$	1,5 %	2 %	- 3,5 %
$s = 4 \text{ mm}$ $b = 1 \text{ mm}$	$\simeq 0$	$\simeq 0$	$\simeq 0$	$\simeq 0$

Tableau 19 - Perturbations et erreurs créées sur $\overline{uv}$ par quatre broches.

Enfin le profil de $\left[(\overline{uv}) / U_{\max}^2 \right]_{\text{mes}}$ dans la section $x/a = 14$ du jet, est représenté sur la figure 25 pour la configuration $s = 2 \text{ mm}$ et $b = 1 \text{ mm}$.

Remarque -

Simultanément aux mesures de $\left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2} \right)_{\text{mes}}$, nous avons, dans

certain cas, déterminé $\left(\frac{v'}{U_{\max}} \right)_{\text{mes}}$. La figure 26 est relative aux profils de $\left(\frac{v'}{U_{\max}} \right)_{\text{mes}}$ obtenus en présence d'un corps de

sonde ($\Delta = 8 \text{ mm}$ et $e = 10 \text{ mm}$), puis en présence de quatre broches ($\delta = 0,3 \text{ mm}$, $s = 2 \text{ mm}$), l'écartement des fils étant toujours égal à 1 mm . Pour la position $y = 0$, nous vérifions les résultats obtenus au paragraphe III-3-3.

III-4-3 Essais réalisés avec une sonde DISA 55- A 32-

Utilisant maintenant comme corps perturbateur une sonde DISA 55- A-32 démunie de ses fils, nous avons repris les essais précédents. Au maximum de $\overline{uv}$, dans la section $x/a = 14$ du jet, on obtient alors :

$$\frac{v'_R - v'_{R0}}{v'_{R0}} = - 3\%$$

$$\frac{\left(\frac{v'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}} - \left(\frac{v'}{U_{\max}}\right)_{R0}}{\left(\frac{v'}{U_{\max}}\right)_{R0}} = - 9\%$$

$$\frac{(\overline{uv})_R - (\overline{uv})_{R0}}{(\overline{uv})_{R0}} = - 5\%$$

$$\frac{\left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2}\right)_{\text{mes}} - \left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2}\right)_{R0}}{\left(\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2}\right)_{R0}} = - 16\%$$

Précisons que les broches de cette sonde DISA correspondent au cas $s_1 = s_2 = 1$ mm et $b = 1$ mm, mais qu'elles sont effilées sur les cinq derniers millimètres, leur diamètre diminuant de 0,4 à 0,15 mm environ. Ainsi les erreurs obtenues sont-elles inférieures à celles que nous avons mesurées aux paragraphes III-3-2 et III-4-2 pour des broches cylindriques ($s = 0,3$ mm).

En outre, le profil de $\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2}$ a été réalisé avec une sonde

DISA 55- A-32 (munie de ses fils) dans la section $x/a = 14$ du jet (Fig. 27). Les valeurs obtenues sont inférieures à celles que fournissent les fils de référence non perturbés. La diminution relative de 15 % sur les

maximum de $\frac{\overline{uv}}{U_{\max}^2}$ confirme le résultat obtenu précédemment lorsque la sonde DISA est utilisée comme corps perturbateur.

III-5- Essais d'interprétation des perturbations.

Nous nous proposons d'interpréter à l'aide d'écoulements à potentiel de vitesse certains résultats obtenus dans les paragraphes précédents. Ces écoulements ne fournissent des résultats suffisamment représentatifs de la réalité que dans la zone située en amont des sources ; en aval, ils ne tiennent pas compte des effets de couche limite et de sillage qui peuvent apparaître dans les écoulements réels. Ainsi pour les sondes à un seul fil (Chap. II), nous avons obtenu un bon accord entre les évaluations et les perturbations créées par un corps de sonde placé à $\alpha = 0$, le fil étant situé en amont du corps de sonde ($e \geq 1,5 \Delta$) ; mais déjà, nous relevons des écarts entre les résultats expérimentaux et les évaluations concernant les broches placées à $\alpha = 0$ car, dans ce cas, le fil n'est situé que très faiblement en amont de la première des six sources. Ces écarts deviennent très importants pour les broches des sondes à fils croisés où les fils se situent en aval des broches les plus longues. Dans les interprétations qui suivent, nous nous sommes donc limités aux résultats relatifs aux corps de sonde qui supportent des fils croisés.

1- Modification du coefficient de sensibilité $\beta_1 - K_1 \beta_2$.

Rappelons que le coefficient de sensibilité :

$$\beta_1 - K_1 \beta_2 \equiv - \frac{\partial (\bar{E}_1 - K_1 \bar{E}_2)}{\partial \varphi}$$

est obtenue à partir des courbes qui représentent $\bar{E}_1 - K_1 \bar{E}_2$ en fonction de $\Delta \varphi$ à une vitesse U fixée, ces courbes étant tracées, selon le cas, en l'absence du corps perturbateur ou en présence de celui-ci.

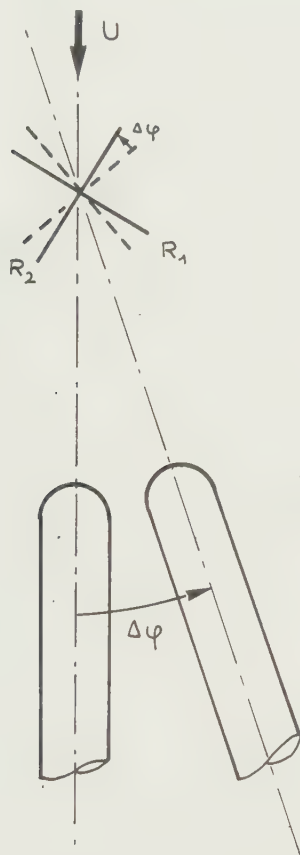
Pour un corps de sonde situé dans la position $\alpha = 0$, l'écoulement à potentiel de vitesse considéré au paragraphe II-3-1, permet de déterminer les composantes de la perturbation de la vitesse au point de coordonnées (x, y) , soit :

$$\frac{U - U_\infty}{U_\infty} = \frac{\Delta^2}{16} \frac{x}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \quad (15)$$

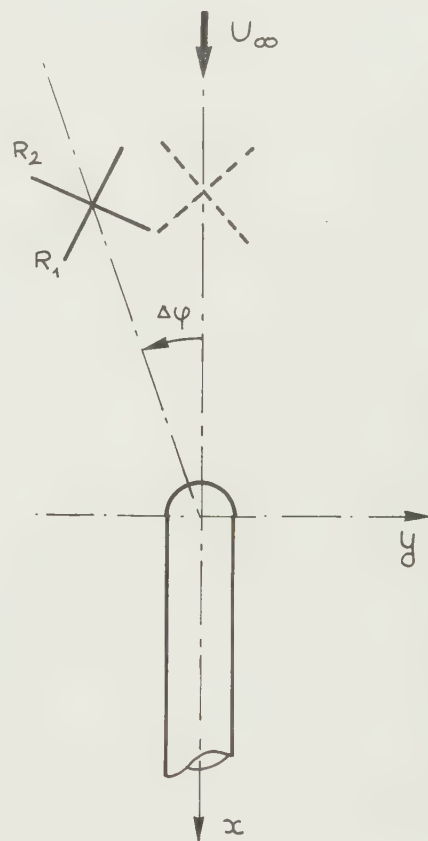
$$\frac{V}{U_\infty} = \frac{\Delta^2}{16} \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \quad (16)$$

Au cours de l'étalonnage, le corps de sonde et les fils tournent autour de l'axe du support (point de croisement des fils). Mais dans les évaluations, nous considérons un système d'axes liés au corps de sonde (lui-même fixe), les fils tournant autour de l'origine O. Nous négligeons donc la variation de la direction du corps de sonde (rappelons que $|\Delta\varphi| < 10^\circ$).

Cette correspondance est représentée dans la figure ci-dessous.



- Etalonnage -



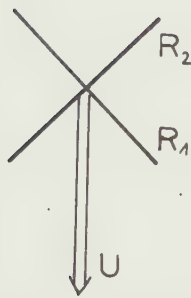
- Evaluation -

De plus, nous supposons que les fils sont ponctuels. En effet la différence de la moyenne de la perturbation le long du fil et de la perturbation en son milieu est inférieure à 0,1 % pour la composante U de la vitesse et à 0,2 % pour la composante V (calcul en un point situé à $e = 5$ mm en avant d'un corps de sonde de diamètre $\Delta = 8$ mm).

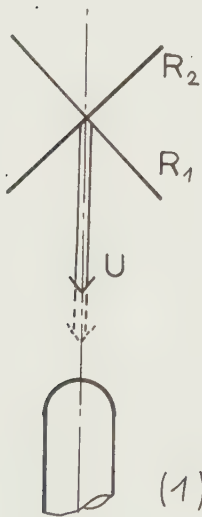
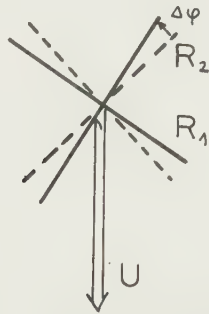
Dans la position $\Delta\varphi = 0$, un corps de sonde crée seulement une diminution de la composante de vitesse longitudinale (schéma b -(1)), tandis que dans la position $\Delta\varphi \neq 0$ (schéma b - (2)), le corps de sonde

crée en plus de la diminution de la composante U, une vitesse transversale V (équ. 16). Dans ce dernier cas, la vitesse résultante U_R , qui a pour composantes U et V, fait ainsi un angle $\delta\varphi$ avec la direction de l'écoulement sans obstacle perturbateur, $\delta\varphi$ étant lié à U et à V par :

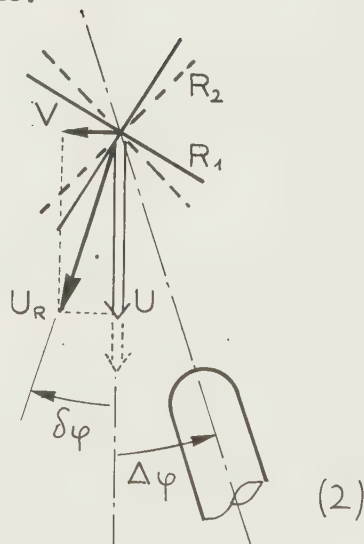
$$\delta\varphi = - \text{Arctg} \left(\frac{V}{U} \right) \quad (17)$$



a) Etalonnage sans obstacle.



(1)

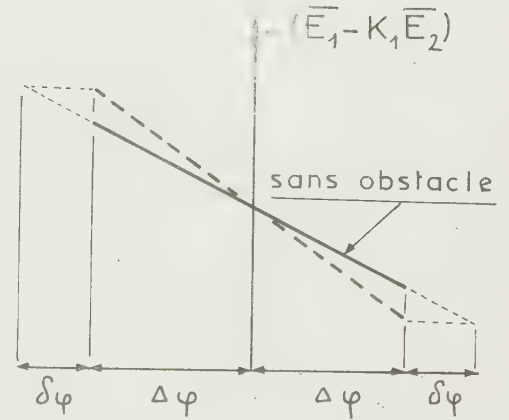


(2)

b) Etalonnage en présence d'un corps de sonde.

Or les sondes sont appariées de façon que $\overline{E}_1 - K_1 \overline{E}_2$ soit insensible à la variation de U. Ainsi la variation de $\overline{E}_1 - K_1 \overline{E}_2$ introduite par le corps de sonde dans une position $\Delta\varphi$ est égale à celle que produirait une variation d'angle $\delta\varphi$ autour de $\Delta\varphi$ (Fig. page suivante et Fig. 28(a)).

Les courbes d'étalonnages $\overline{E}_1 - K_1 \overline{E}_2 = f(\Delta\varphi)$ étant sensiblement des droites dans l'intervalle $-10^\circ \leq \Delta\varphi \leq 10^\circ$, nous pouvons en première approximation dire que l'augmentation relative de la pente pour $\Delta\varphi = 0$, donc celle du coefficient $|\beta_1 - K_1 \beta_2|$, est $\delta\varphi / \Delta\varphi$.



Utilisant alors les expressions (15) et (16) avec $y \simeq x \cdot \Delta\varphi$ et $|x| \simeq e + |x_A|$, on obtient :

$$\frac{\delta\varphi}{\Delta\varphi} \simeq \frac{\Delta^2}{16} \frac{1}{(e + |x_A|)^2 (1 + \Delta\varphi^2)^{3/2} - \Delta^2/16} \quad (17)$$

Pour un corps de sonde de diamètre 8 mm, $|x_A|$ est de l'ordre de 2,5 mm, de sorte que pour une distance $e \simeq 10$ mm, on a :

$$\left[\frac{(\beta_1 - K_1 \beta_2)_{mes} - (\beta_1 - K_1 \beta_2)_{R_0}}{(\beta_1 - K_1 \beta_2)_{R_0}} \right]_{calcul} \simeq 4 \%$$

cette augmentation du coefficient $\beta_1 - K_1 \beta_2$ est plus petite que la valeur expérimentale qui est égale à 8,6 % (Fig. 28 (a)). Ceci peut s'expliquer par le fait qu'un sillage apparaît en aval du corps de sonde lorsque celui-ci est incliné à $\Delta\varphi = +10^\circ$ et à $\Delta\varphi = -10^\circ$; pour en tenir compte, nous devrions faire intervenir dans les calculs un diamètre Δ , assez difficile à définir, mais certainement supérieur au diamètre réel du corps.

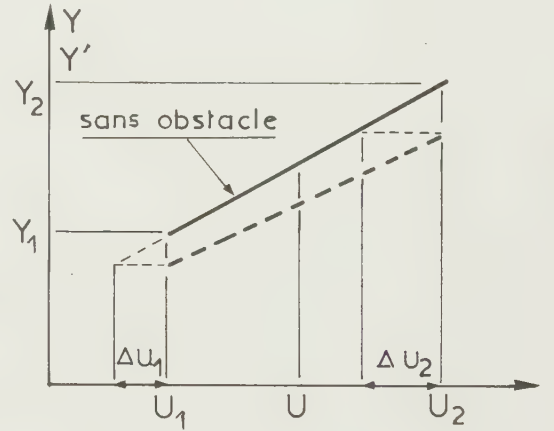
2- Modification du coefficient de sensibilité $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$.

Rappelons d'abord que les sondes sont appariées de façon à ce que la somme pondérée $\overline{E_1} + K_2 \overline{E_2}$ soit insensible à la composante transversale V et que la diminution relative de la composante longitudinale, dû au corps de sonde, est sensiblement indépendante de U (éq. 15).

Désignons alors par Y les valeurs de $\overline{E_1} + K_2 \overline{E_2}$ obtenues au cours des étalonnages sans obstacle perturbateur et par Y' celles qui sont obtenues lorsque le corps de sonde reste lié au support des sondes pendant les étalonnages. En première approximation, assimilons ces courbes à des droites sur un écart de vitesse $U_2 - U_1$ petit. Les coefficients de sensibilité exact et erroné sont donc respectivement :

$$(\alpha_1 + K_2 \alpha_2)_0 = U \cdot p_0 = U \cdot \frac{Y_2 - Y_1}{U_2 - U_1}$$

$$(\alpha_1 + K_2 \alpha_2)_{mes} = U \cdot p'_0 = U \cdot \frac{Y'_2 - Y'_1}{U_2 - U_1}$$



Or les valeurs de Y' sont liées à celles de Y par :

$$Y'_1 - Y_1 = p_0 \cdot \Delta U_1$$

$$Y'_2 - Y_2 = p_0 \cdot \Delta U_2$$

On en déduit :

$$p'_0 = \frac{Y_2 + p_0 \Delta U_2 - (Y_1 + p_0 \Delta U_1)}{U_2 - U_1}$$

et tenant compte de ce que $\Delta U_1 / U_1 = \Delta U_2 / U_2 = \Delta U / U$ on obtient :

$$\frac{p'_0 - p_0}{p_0} = \frac{\Delta U}{U}$$

La présence d'un corps de sonde introduit donc une diminution relative du coefficient $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ sensiblement égale à celle de la vitesse U.

Pour un corps de sonde cylindrique de diamètre 8 mm et situé à une distance $e = 10$ mm des fils, une évaluation conduit à :

$$\left[\frac{(\alpha_1 + K_2 \alpha_2)_{\text{mes}} - (\alpha_1 + K_2 \alpha_2)_{R_0}}{(\alpha_1 + K_2 \alpha_2)_{R_0}} \right]_{\text{Calcul}} = - 4 \%$$

Remarquons que si nous tenions compte de la courbure des courbes, la différence $(Y'_2 - Y_2) - (Y'_1 - Y_1)$ serait plus petite et la valeur que nous venons de calculer, le serait également. Ceci est en accord avec le résultat expérimental qui donne une variation de $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ égale à $- 2,2 \%$ (Fig. 28 (b)).

3- Perturbation sur U'_R .

Cette perturbation est difficile à évaluer car l'incidence de la vitesse instantanée par rapport à la direction de l'écoulement moyen varie constamment. Mais, pour essayer d'évaluer tout de même cette perturbation, nous nous limitons à une inclinaison moyenne qui correspond à la valeur efficace de la fluctuation transversale de vitesse ; cette valeur efficace étant $U'/U = 18 \%$ sur l'axe du jet dans la section $x/a = 14$, l'angle $\Delta\varphi$ est donc égal à 10° environ. La relation (16) conduit alors approximativement à :

$$\frac{U'_R - U'_{R_0}}{U'_{R_0}} \approx \frac{\Delta^2}{16} \cdot \frac{(e + |x_A|) \cdot \Delta\varphi}{[(e + |x_A|)^2 + (e + |x_A|)^2 \Delta\varphi^2]^{3/2}}$$

et par suite :

$$\frac{U'_R - U'_{R_0}}{U'_{R_0}} \approx \frac{\Delta^2}{16} \cdot \frac{1}{(e + |x_A|)^2 (1 + \Delta\varphi^2)^{3/2}}$$

Pour $e = 10$ mm et $\Delta = 8$ mm, on obtient :

$$\left[\frac{U'_R - U'_{R_0}}{U'_{R_0}} \right]_{\text{calcul}} = 3,8 \%$$

Ce résultat est à rapprocher de la valeur $4,5 \%$ obtenue expérimentalement.

III-6- Conclusion.

L'emploi de deux sondes de référence indépendantes, nous a permis d'une part de dégager les erreurs qui proviennent d'un défaut de construction des sondes à fils croisés et d'autre part d'analyser, comme dans le cas de sondes à fil simple, les perturbations aérodynamiques créées par les différents éléments constituant les sondes.

Dans la première série d'essais (effectués en l'absence de corps perturbateur), nous avons en particulier mis en évidence qu'une rotation d'un des fils autour de l'autre entraîne une augmentation de

$u' / U_{\max}$ et surtout un décalage systématique des profils de $\overline{u^2} / U_{\max}^2$ mesurés dans la section $x/a = 14$ d'un jet turbulent

(Fig. 21 et §. III-2-2). Ce décalage se traduit par l'obtention d'une valeur non nulle sur l'axe du jet et par des erreurs de l'ordre de 10 % sur les valeurs maximales de $(\overline{u^2}) / U_{\max}^2$.

Par contre, des variations des inclinaisons φ_1 et φ_2 des fils par rapport à l'écoulement peuvent être prises en compte par le réglage de K_1 et K_2 qui appartiennent aux fils. Les essais ont porté sur des variations de $\pm 10^\circ$ autour de $\varphi_1 = 45^\circ$ et $\varphi_2 = -45^\circ$ et aussi sur la configuration extrême $\varphi_1 = 45^\circ$ et $\varphi_2 = -90^\circ$ (Cf. § III-2-3, Fig. 22).

Nous avons étudié également, dans cette série d'essais, l'influence d'une erreur de positionnement angulaire φ de la sonde une fois effectués le réglage de K_1 et de K_2 et la détermination des coefficients $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$ et $\beta_1 - K_1 \beta_2$ (cf. § III-2-3, Fig. 23). Pour que l'erreur sur $\frac{\overline{u^2}}{U_{\max}^2}$ ne dépasse pas 2 %, la sonde doit être positionnée à mieux d'un degré près.

Dans la deuxième série d'essais, les effets aérodynamiques du corps de sonde et des broches ont été étudiés pour différentes configurations d'anémomètres. Les perturbations créées sur u' et $\overline{u^2}$, les variations des coefficients $\beta_1 - K_1 \beta_2$ et $\alpha_1 + K_2 \alpha_2$, et les erreurs

entachant les valeurs de σ' et $\overline{\sigma\sigma}$ mesurées, ont été :

Par exemple, pour une sonde DISA 55- A-32 , l'ensemble du support (broches et corps de sonde) crée une erreur égale à $10\% \text{ sur } \left(\frac{\sigma'}{\sigma_{\max}}\right)_{\text{mes}}$ et une erreur égale à $- 16\%$ sur $\left(\frac{\overline{\sigma\sigma}}{\sigma_{\max}^2}\right)_{\text{mes}}$. Mais de l'ensemble des

essais, il ressort que les perturbations créées par les broches sont prépondérantes. On a donc intérêt à souder les fils en anse de panier afin d'éloigner les broches des parties mesurables, tout en maintenant ces fils rapprochés, et d'éviter en outre les perturbations éventuelles dues aux sillages des broches les plus longues.

Enfin, d'un point de vue pratique, une erreur inférieure à 1% en valeur absolue peut être obtenue au moyen d'une sonde dont les dimensions sont les suivantes :

diamètre du corps	: 4 mm
longueur des broches	: 20 mm
diamètre des broches	: 0,2 mm en extrémité 0,4 mm à la base
écartement des broches	: 4 mm
écartement des fils	: 1 mm
longueur des fils	: 1 mm
(les fils étant soudés en anse de panier).	

- Deuxième Partie -

ETUDE DE LA FRONTIERE LIBRE
DES ECOULEMENTS TURBULENTS

CHAPITRE I

REALISATION DE PEIGNES DE FILS CHAUDS

La structure de la frontière libre des écoulements turbulents pose de nombreux problèmes : forme instantanée, progression vers l'extérieur, corrélation entre le mouvement de la frontière et la turbulence sous-jacente ... (CORRSIN et KISTLER [1955] , KOVASZNAY, KIBENS et BLACKWELDER [1970] , KOVASZNAY [1970]). Lorsque l'écoulement turbulent est chauffé, on peut en outre s'interroger sur la coïncidence, ou non-coïncidence, de la frontière thermique et de la frontière cinématique.

Ces questions se posaient plus particulièrement au Laboratoire au sujet des frontières libres qui limitent la zone de mélange d'un jet plan libre (SUNYACH [1971]). Nous avons contribué à cette étude en réalisant des peignes de six fils chauds qui sont disposés au travers de la zone intéressée par le déplacement de chacune des frontières observées. Ces peignes sont constitués soit par des fils peu chauffés (d'où détermination de la forme de la frontière thermique), soit par des fils chauffés (d'où détermination de la forme de la frontière cinématique).

I-1- Peigne pour la frontière thermique

Cette sonde, dite "peigne thermique" est composée (Fig. 29 (a)) de six fils chauds fins ($d = 2 \mu$) et relativement courts ($\ell = 0,8 \text{ mm}$), disposés sur une longueur de 10 mm. On la réalise en soudant un même fil aux extrémités alignées de sept broches fixées à un même corps de sonde, puis en découpant le fil entre chaque paire de broches.

Les fils, ainsi montés en série, sont alimentés au moyen d'une pile par l'intermédiaire d'une résistance de $10\text{ k}\Omega$. L'intensité du courant débité est égale à $0,45\text{ mA}$ et la surchauffe de chaque fil est de l'ordre de $0,05$. En première approximation l'inertie thermique du fil est négligée.

Comme seule une des broches extrêmes de la sonde est reliée à la masse, on prélève les tensions aux bornes de chaque fil au moyen d'amplificateurs différentiels Rochar A 1338. Après élimination de la tension continue au moyen d'un condensateur, les signaux sont à nouveau amplifiés par des amplificateurs opérationnels BURR BROWN 3003/15 et enregistrés sur bandes magnétiques (Enregistreur Philips E L 1020/07, vitesse d'enregistrement 75 cm/s). Ils sont ensuite lus, à une vitesse 32 fois plus petite, et reproduits sur papier photographique au moyen d'un enregistreur galvanométrique multi-voies (SIEMENS OSCILLOPORT PEW II). Les gains de chaque voie d'amplification, 3700 environ, sont ajustés de façon à ce que les échelles soient identiques sur le papier photographique compte tenu des coefficients de sensibilité des fils. Ces coefficients sont d'ailleurs obtenus par étalonnage direct (tension aux bornes de chaque fil en fonction de la température).

I-2- Peigne pour la frontière cinématique -

Cette sonde, dite "Peigne cinématique", est composée de six fils chauds indépendants (Fig. 30). Ces fils ne peuvent pas avoir de borne commune car ils font partie d'anémomètre à température constante (DISA 55-D-01) dont les sorties ne peuvent pas être connectées. Chaque fil, de longueur $0,8\text{ mm}$ et de diamètre $5\text{ }\mu$, est ainsi soutenu par deux broches. Les douze broches nécessaires, fixées à un même support, sont légèrement décalées ($0,5\text{ mm}$) afin que les fils puissent être situés aux mêmes emplacements latéraux que ceux des peignes thermiques.

A la sortie des six anémomètres DISA, les signaux sont repris par des amplificateurs séparateurs (BURR-BROWN 3003/15, gain 1), puis dérivés de façon à ce que les périodes turbulentes ressortent nettement du signal total (CORRSIN et KISTLER [1955] , SUNYACH [1971] .). L'enregistrement, la lecture et le traitement de ces signaux sont ensuite effectués comme dans le cas des signaux thermiques.

I-3- Frontières libres étudiées -

Les expériences sont effectuées dans un jet plan issu d'une buse d'épaisseur 40 mm et d'allongement 12 dans le sens horizontal. On s'intéresse aux frontières internes et externes de la zone de mélange, dans la section $x = 80$ mm (Fig. 31). La vitesse moyenne dans le cône à potentiel est $U_0 = 18,2$ m/s et la valeur efficace de la fluctuation longitudinale de vitesse est $u'_0/U_0 = 0,25\%$. Pour les essais thermiques, le jet est chauffé par une batterie de résistances. La température est maintenue constante à $\pm 0,1$ degré à l'aide d'un régulateur par tout ou rien de type pyrectron. L'écart de température entre le cône à potentiel et l'air ambiant est fixé à 25° .

Le "peigne cinématique" et le "peigne thermique" sont montés côte à côte sur des supports indépendants qui assurent aux fils une traversée complète du jet. Le déplacement est réalisé, à $\pm 0,1$ mm près, à l'aide d'une vis sans fin dont le pas est 1 mm.

Les profils de température et de vitesse moyennes sont relevés à l'aide d'un des fils de chacun des peignes (Fig. 32). On en profite pour déterminer l'axe du jet, la position de chaque fil étant alors repérée par rapport à cet axe. Le profil des températures moyennes est notablement plus large que celui des vitesses moyennes. Ce fait, connu d'ailleurs depuis longtemps (CORRSIN et UBEROI [1950]), pose précisément le problème de la coïncidence, ou non-coïncidence, des frontières thermiques et cinématiques.

I-4- Résultats -

Les figures 33 et 34 présentent un fragment des signaux transmis respectivement par les six fils du "peigne cinématique" et par les six fils du "peigne thermique" placés sur la frontière interne de la zone de mélange. Les figures 35 et 36 sont, de façon analogue, relatives à la frontière externe.

Une assez bonne coïncidence entre la frontière cinématique et la frontière thermique semble d'abord apparaître, particulièrement pour la zone interne. Pour effectuer la comparaison, on a évalué le coefficient d'intermittence des différents signaux en dépouillant des films qui portent sur des temps de l'ordre de 0,5 s. Les coefficients obtenus sont 2 à 2 assez voisins (par exemple : $\gamma_c = 0,29$ et $\gamma_T = 0,28$ à $y = 14$ mm). Une exception apparaît à $y = 30,5$ mm où le signal thermique semble soudain s'être trop enrichi en fluctuations de température.

Le marquage thermique d'une frontière semble ainsi possible et SUNYACH [1971] a utilisé ce moyen d'investigation pour dégager quelques caractéristiques des frontières libres :

- Présence de mouvements d'ensemble dans chacune des parties de la zone de mélange (interne et externe). La limite entre ces deux parties semble se situer un peu à l'extérieur du prolongement de la buse mais quelques uns de ces mouvements s'étendraient d'une frontière à l'autre.
- Présence de deux mouvements anti-symétriques par rapport à l'axe de la bouffée. Par exemple, en observant une bouffée dans la zone de mélange interne, on observe que le premier mouvement est dirigé vers le cône à potentiel (partie amont) et que le second, qui joue un rôle déterminant dans le processus d'entraînement, est dirigé vers l'extérieur (partie aval).

Par ailleurs, les écarts entre les profils de vitesse et de température moyennes, mentionnés dans le **paragraphe** précédent, pourraient être dûs au fait que les fluctuations de température sont toujours de même signe, tandis que les fluctuations de vitesse sont de signe quelconque.

C H A P I T R E I I

ESSAI D'EMPLOI D'UN FIL LONG

II-1- Réponse approximative d'un fil long -

On se propose d'utiliser un seul fil long (longueur supérieure aux amplitudes extrêmes de la frontière libre, Fig. 37) et peu chauffé ($(R - R_a)/R_a \approx -0,05$), pour essayer de repérer la position instantanée de la frontière libre d'un écoulement turbulent marqué thermiquement.

En effet, dans l'hypothèse où les températures T_1 et T_2 de part et d'autre de la frontière sont uniformes, on peut alors relier facilement le signal transmis par le fil à la longueur y_F immergée dans la zone turbulente. La résistance de la partie de fil située dans la zone 1 à la température T_1 est :

$$R_1 = \rho_a \frac{4 y_F}{\pi d^2} \left[1 + \chi (T_1 - T_a) \right]$$

et celle de la partie de fil située dans la zone 2 à la température T_2 est :

$$R_2 = \rho_a \frac{4(\ell - y_F)}{\pi d^2} \left[1 + \chi (T_2 - T_a) \right]$$

Les écarts de températures $T_1 - T_a$ et $T_2 - T_a$ étant supposés constants, la variation de la résistance du fil, et par suite de la différence de potentiel à ses bornes, est directement reliée à la position y_F de la frontière :

$$R_{fil} = R_a + \frac{4 \rho_a \chi}{\pi d^2} \left[y_F (T_1 - T_a) + (\ell - y_F) (T_2 - T_a) \right]$$

La raison de cette tentative nous a été dictée, d'une part par la simplicité de la sonde et du circuit électronique associé, et d'autre part par le fait qu'un fil long peut être très apprécié lorsque l'espace intéressé par les battements de la frontière est petit. Certes, l'emploi d'un fil long demande des éléments de réponse à quelques questions essentielles, par exemple :

- la température est-elle uniforme dans les bouffées et est-elle constante d'une bouffée à l'autre ?
- les frontières présentent-elles des échancrures repliées qui pourraient échapper au fil long ?

Pour étudier ces problèmes, nous avons profité du montage en série des six fils du "peigne thermique".

II-2- Résultats.

La figure 38 présente les signaux de 5 des 6 fils du "peigne thermique" situé sur la frontière interne de la zone de mélange du jet plan, ainsi que le signal global qui est comparable à celui d'un fil long qui couvrirait la même zone d'exploration. A partir des cinq signaux locaux, nous avons déterminé à chaque instant la position de la frontière qui est repérée par l'ordonnée y_F prise à partir du fil extrême situé à $y = 17,5$ mm (y_F correspond à la longueur du fil long immergée dans la zone de mélange, Fig. 38 (b)). L'analogie entre ce graphe et le signal global, apparaît nettement. Elle est mise en évidence par la figure 39 sur laquelle sont portés, en ordonnée le signal délivré par le fil long et en abscisse la position y_F . La dispersion autour de la courbe moyenne est due à la répartition de la température qui, bien que constante dans une même bouffée, varie d'une bouffée à l'autre. Par exemple, le point P correspond à une bouffée dont l'écart de température avec le cône à potentiel est grand ($\Delta T \simeq -10^\circ$) tandis que le point Q correspond à une bouffée dont l'écart de température est petit ($\Delta T \simeq -2^\circ$). (cf. Figs. 38 et 39).

Nous remarquons de plus que les signaux fournis séparément par les cinq fils du "peigne thermique" ne semblent pas montrer de déferlement de la frontière.

En conclusion, on peut dire que l'emploi d'un fil long sera très apprécié pour les études ne demandant pas une détermination très précise de la position d'une frontière et pour certains cas particuliers tels que des essais réalisés dans des espaces très réduits. Rappelons enfin que la construction et l'emploi d'un fil long sont relativement simples.

REFERENCES -

- BEGUIER G., [1971], Etude du jet plan dissymétrique en régime turbulent incompressible, Thèse de l'Université de Provence.
- BERGER E., [1964], Die Bestimmung der hydrodynamischen Grossen einer Karmanschen Wirbelstrasse aus Hitzdrahtmessungen bei kleinen Reynoldsschen Zahlen, Z. für Flugwissenschaften Vol. 2 pp. 41 - 59.
- CHAMPAGNE F.H., SLEICHER C.A. and WEHRMANN O.H., [1967], Turbulence measurements with inclined hot-wires (part I), J. Fluid Mech. , Vol 28 , PP. 153- 175.
- COMTE-BELLOT G. et MATHIEU J., [1958], Sur la détermination expérimentale des coefficients de sensibilité aux fluctuations de vitesse et de température des anémomètres à fil chaud, C. R. Accad. Sc. Paris, Vol 246 , pp. 3219 - 3222.
- COMTE-BELLOT G., [1961], Les anémomètres à fil chaud et la mesure des fluctuations de vitesse et de température, Séminaire de turbulence, Académie des Sciences de Pologne, (Jablonna).
- COMTE-BELLOT G., [1961], Etude des fluctuations transversales de vitesse et des corrélations doubles dans un tunnel bidimensionnel, Rapport du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Université de Grenoble.
- COMTE-BELLOT G., [1965], Contribution à l'étude de la turbulence en conduite, Publ. Sc. Tech. Min. Air, n° 315.
- COMTE-BELLOT G., STROHL A., et ALCARAZ E., [1971], On aerodynamic disturbances caused by single hot- wire probes, J. Appl. Mech. , Trans. ASME (en cours de parution).

- CORRSIN S. and UBEROI M.S. , [1950] , Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet, N.A.C.A. Tech. Rep. 998.
- CORRSIN S. and KISTLER A.L. , [1955] , Free stream boundaries of turbulent flows, N.A.C.A. Tech. Rep. 1244.
- CORRSIN S. , [1963] , Turbulence : expérimental methods, Handbuch der Physik, Vol. VIII - 2, Springer - Verlag, pp. 523-590.
- DAHM M. and RASMUSSEN C. G. , [1969] , Effect of wire mounting system on hot-wire probe characteristics, Disa Information, n° 7, pp. 19-24.
- EYRE D. , [1967] , End Conduction and angle of incidence effects in single hot-wire anemometer probes, T.R.G. Report 1521-W, United Kingdom Atomic Energy Authority.
- FLORENT P. et THIOLET G. , [1970] , Importance de l'orientation d'un support de sonde à fil chaud par rapport à une paroi sur la détermination des vitesses moyennes dans une couche limite turbulente, Univ. de Poitiers, (non publié).
- FRIEHE C.A. and SCHWARZ W.H. , [1968] , Deviations from the cosine law for yawed cylindrical sensors, J. A ppl. Mech., Trans. ASME, Vol. E.35, pp. 655 - 662.
- FRIEHE C.A. and SCHWARZ W.H. , [1969] , The use of Pitot-static tubes and hot-film anemometers in dilute polymer solutions, Viscous drag réduction, C. Sinclair Wells, L T V Research Center, Dallas, Texas.
- GILMORE D.C. , [1967] , The probe interference effect of hot-wire anémometers, T.N 67-3, Mech. Engng. Res. Lab., Mc. Gill. Univ. .

- HOOLE B.J. and CALVERT J.R., [1967], The use of a hot-wire anemometer in turbulent flow, J. Roy. Aeronautical Soc., Vol. 71, pp. 511-513.
- JEROME F.E., GUITTON D.E. and PATEL R.P., [1971], Experimental studies of the thermal wake interference between the wires of a conventional X - type hot-wire probe, Mc. Gill Univ.
- KO N.W.M. and DAVIES P.O.A.L., [1971], Interference effect of-wires, I E E E Transactions on instrumentation and mesurement, Vol. I M 20, pp. 76-78.
- KOVASZNAY L.S.G., [1949], Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 198, pp. 174-190.
- KOVASZNAY L.S.G., KIBENS V. and BLACKWELDER R.F., [1970], Large scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 41, 2, pp. 283-325.
- KOVASZNAY L.S.G., [1970], Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 2.
- MATHIEU J. et ALCARAZ E., [1963], Mesures dans un jet pariétal plan à l'aide d'une sonde à fil chaud (Rapport non publié).
- NORMAN B., [1967], Hot-wire anemometer calibration at high subsonic speeds, Disa Information, N° 5, pp. 5-17.
- SUNYACH M., [1971], Contribution à l'étude des frontières d'écoulements turbulents libres, Thèse présentée devant l'Université Claude Bernard de Lyon.
- TACUSSEL J., MATHIEU J. et AILLOUD M., [1961], Chaîne amplificatrice pour anémomètre à fil chaud, C.R. Acad. Sc. Paris, Vol. 252, pp. 3552-3534.

TAILLAND A., [1970] Contribution à l'étude d'un jet plan dirigé tangentiellement à une paroi plane, Thèse présentée à l'Université de Lyon.

TRITTON D.J., [1967] , Note on the effect of a nearby obstacle on turbulence intensity in a boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 28, pp. 433-437.

VAN THINH M., [1967] , Sur la mesure de la vitesse dans un écoulement turbulent par anémométrie à fil chaud au voisinage d'une paroi lisse, C.R. Acad. Sc. Paris A, Vol. 264, pp. 1150-1152.

WEBSTER C.A.G., [1962] , A note on the sensitivity to yaw of a hot-wire anemometer, J. Fluid Mech., Vol. 13 , pp. 307-312.

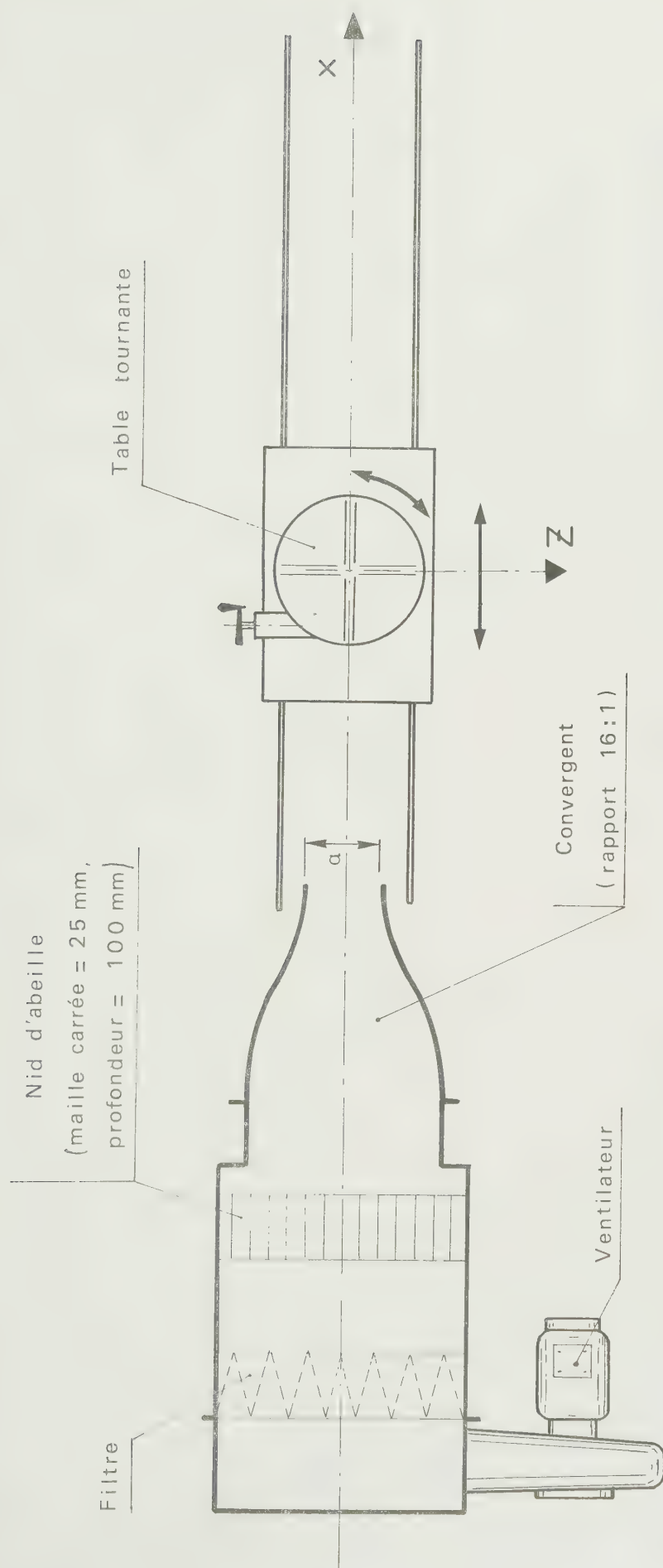


Fig. 1 - Dispositif expérimental (vue de dessus).

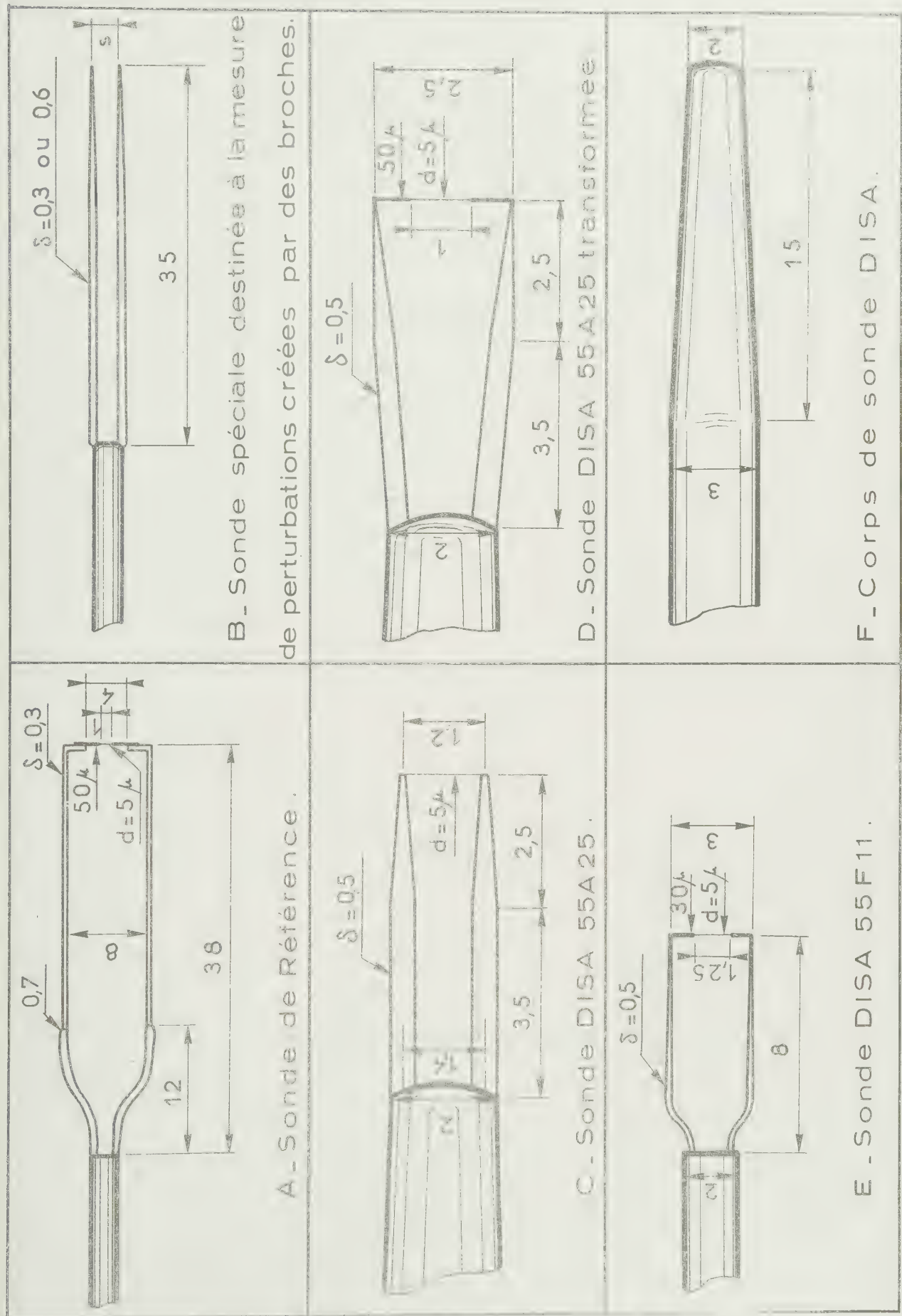


Fig.2 - Configuration des sondes (les dimensions sont données en mm sauf indication contraire) .

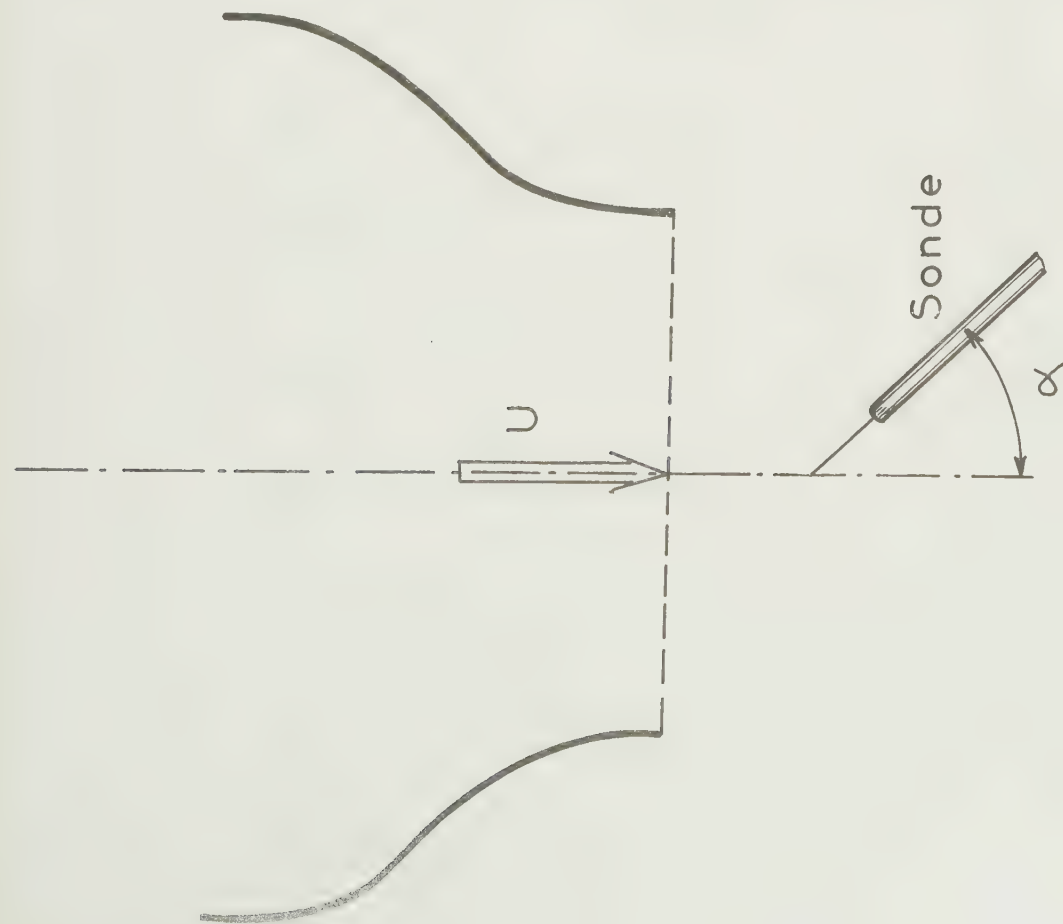


Fig. 3 (a) - Test global.
(HOOLE et CALVERT)

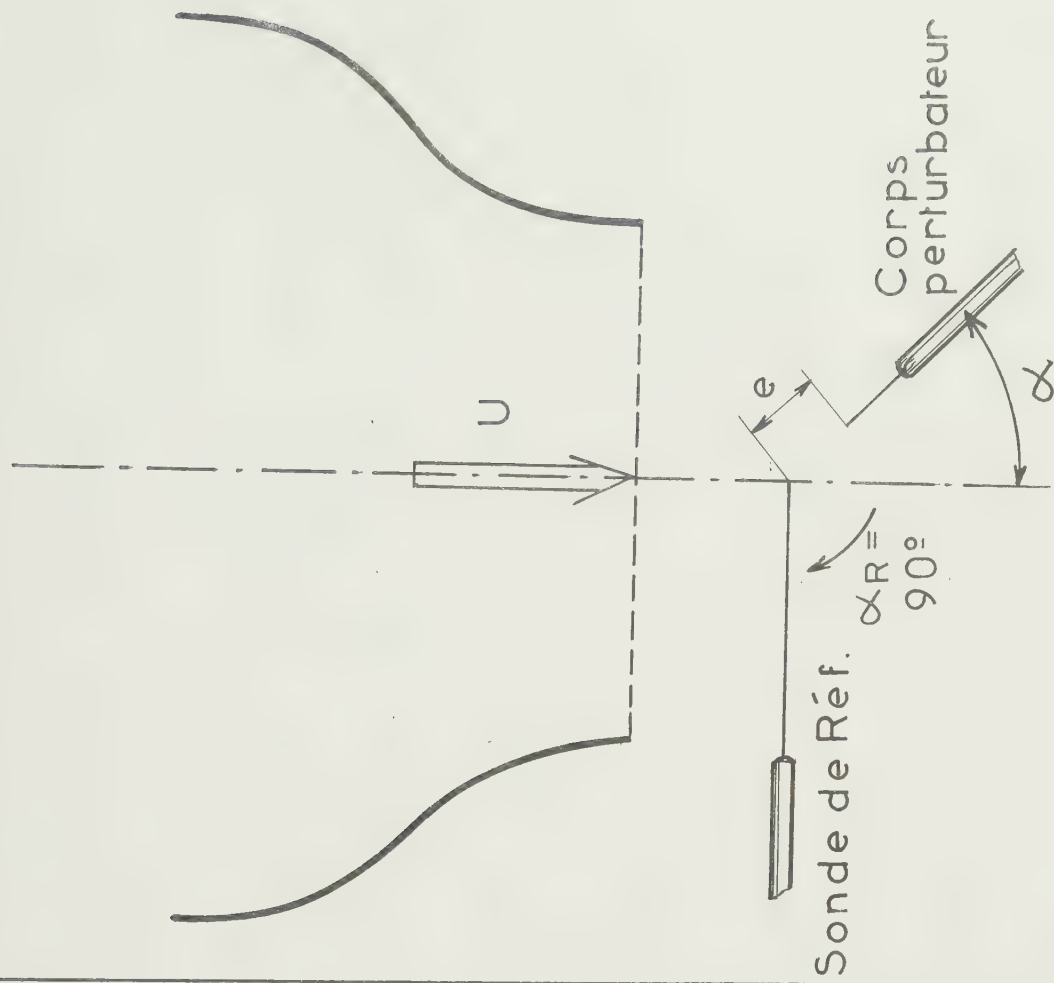


Fig. 3 (b) - Test utilisant la sonde de Référence.
(mesures des perturbations de chaque partie
d'une sonde)

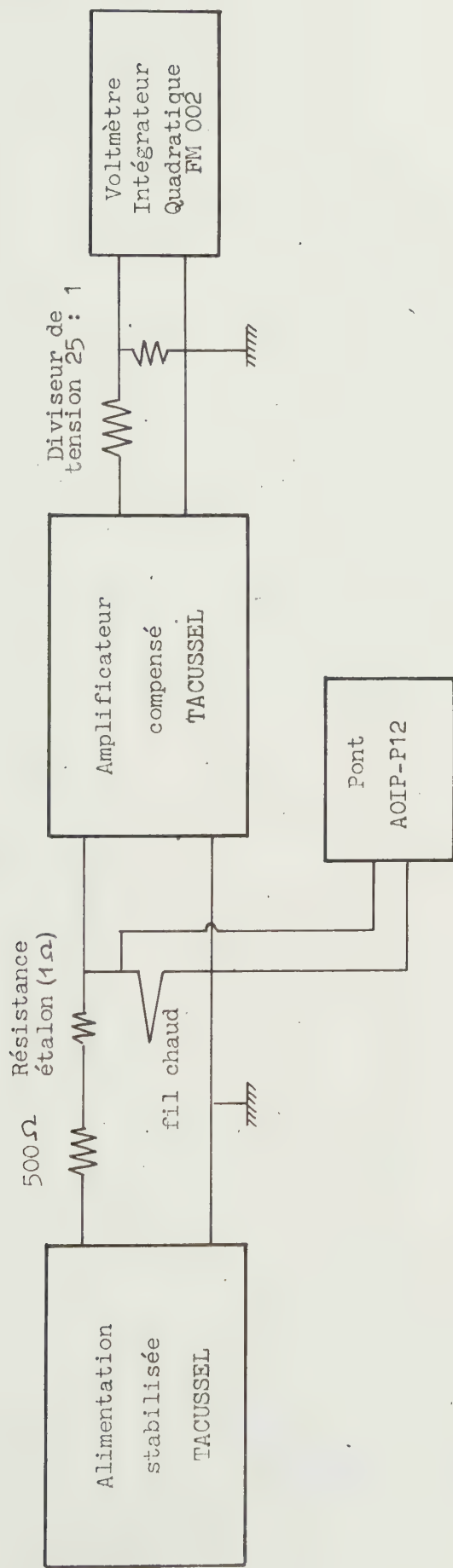


Fig. 4 - Montage de l'anémomètre à intensité constante.

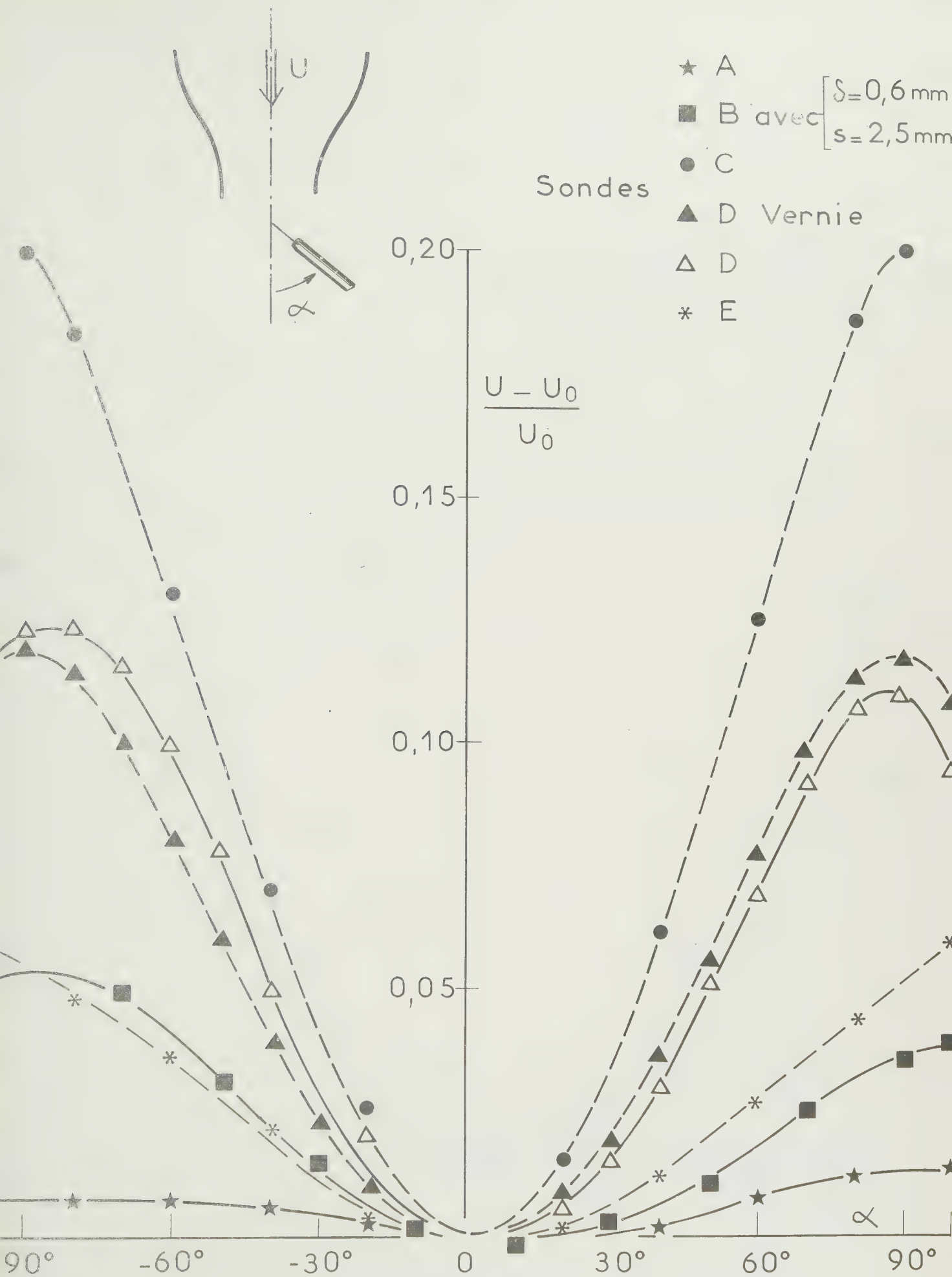


Fig.5 - Test global effectuée avec les sondes représentées sur la fig.2.

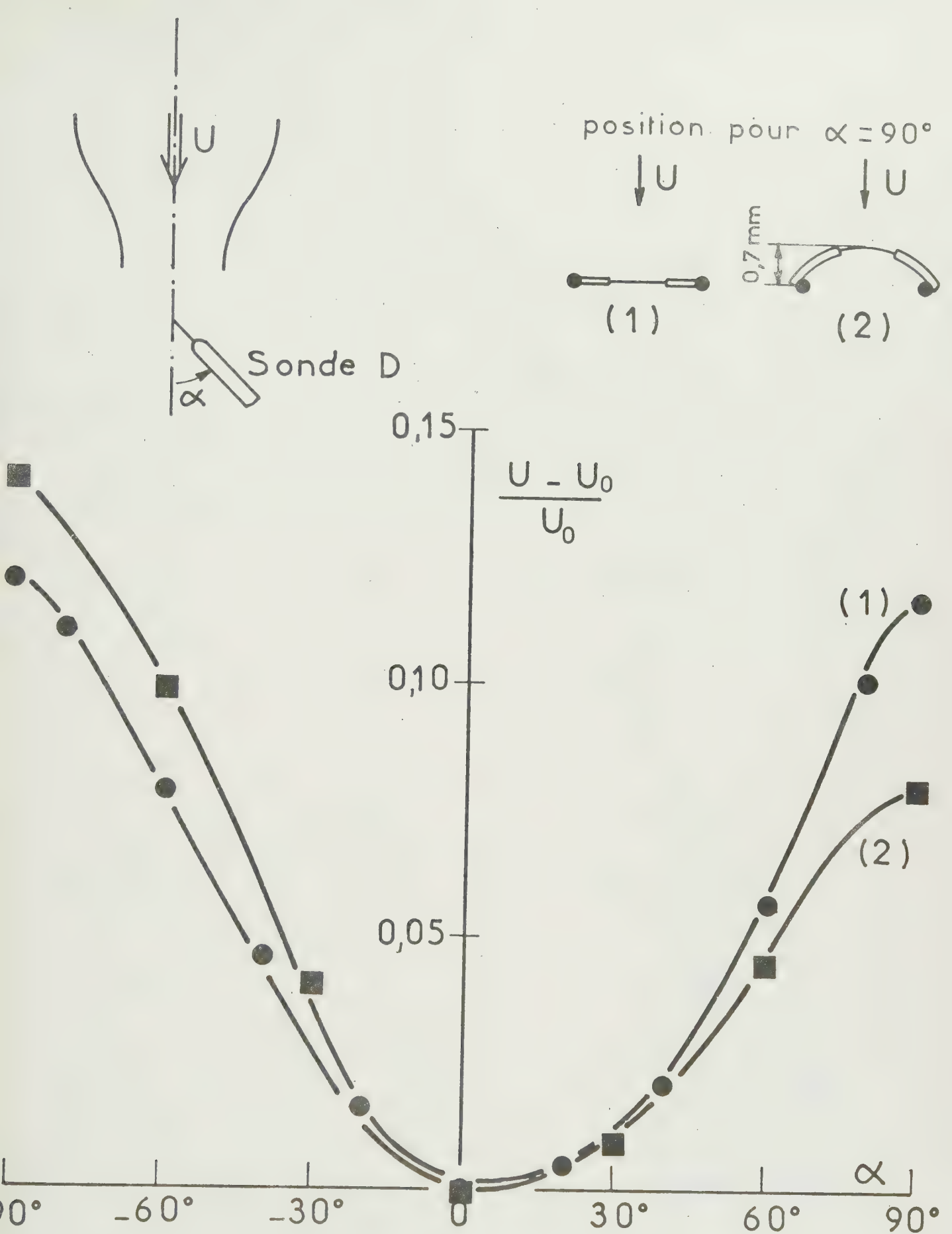


Fig.6 - Test global montrant l'importance de la position du fil par rapport au plan des broches.

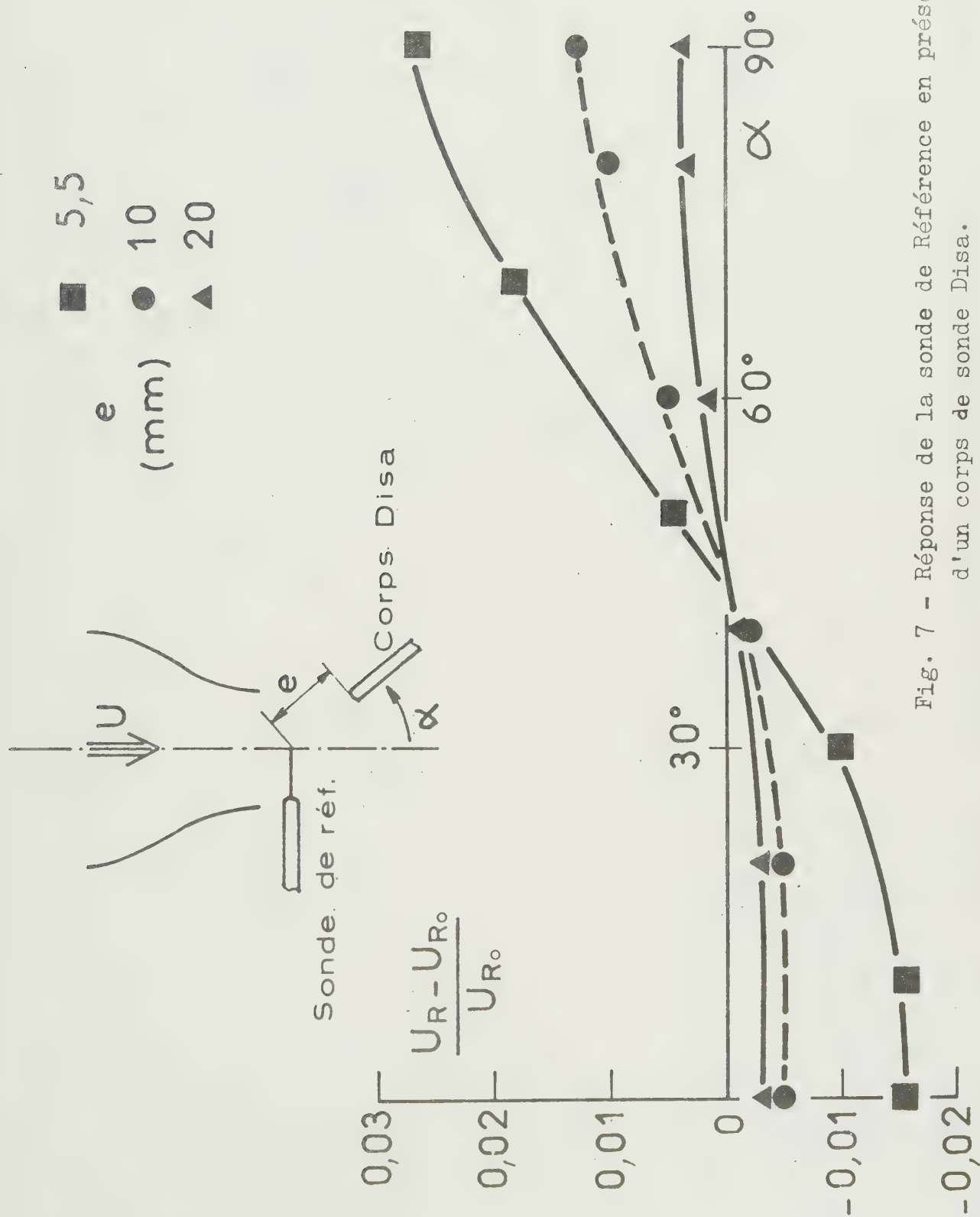


Fig. 7 - Réponse de la sonde de Référence en présence d'un corps de sonde Disa.

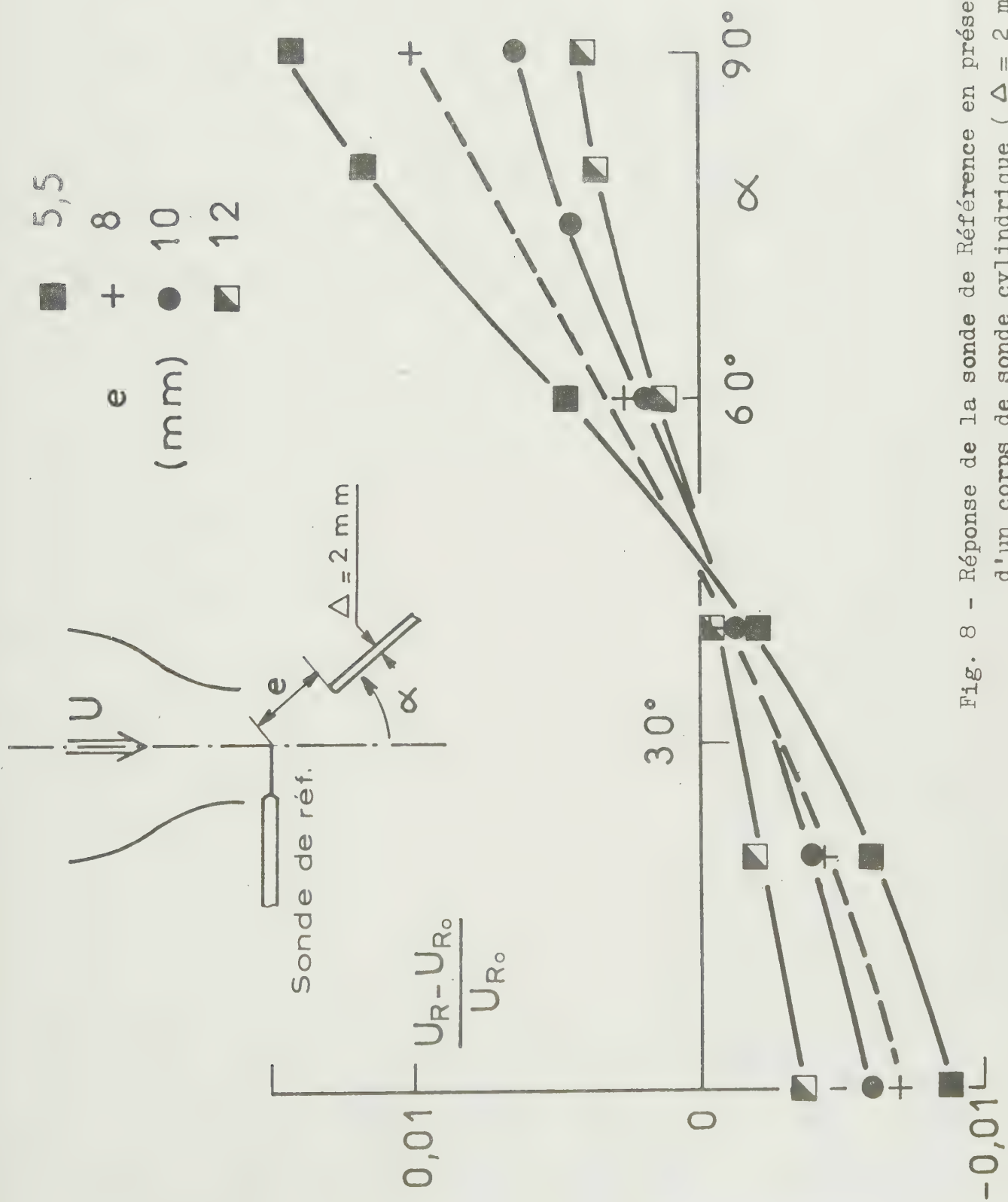


Fig. 8 - Réponse de la sonde de Référence en présence
 d'un corps de sonde cylindrique ($\Delta = 2 \text{ mm}$).

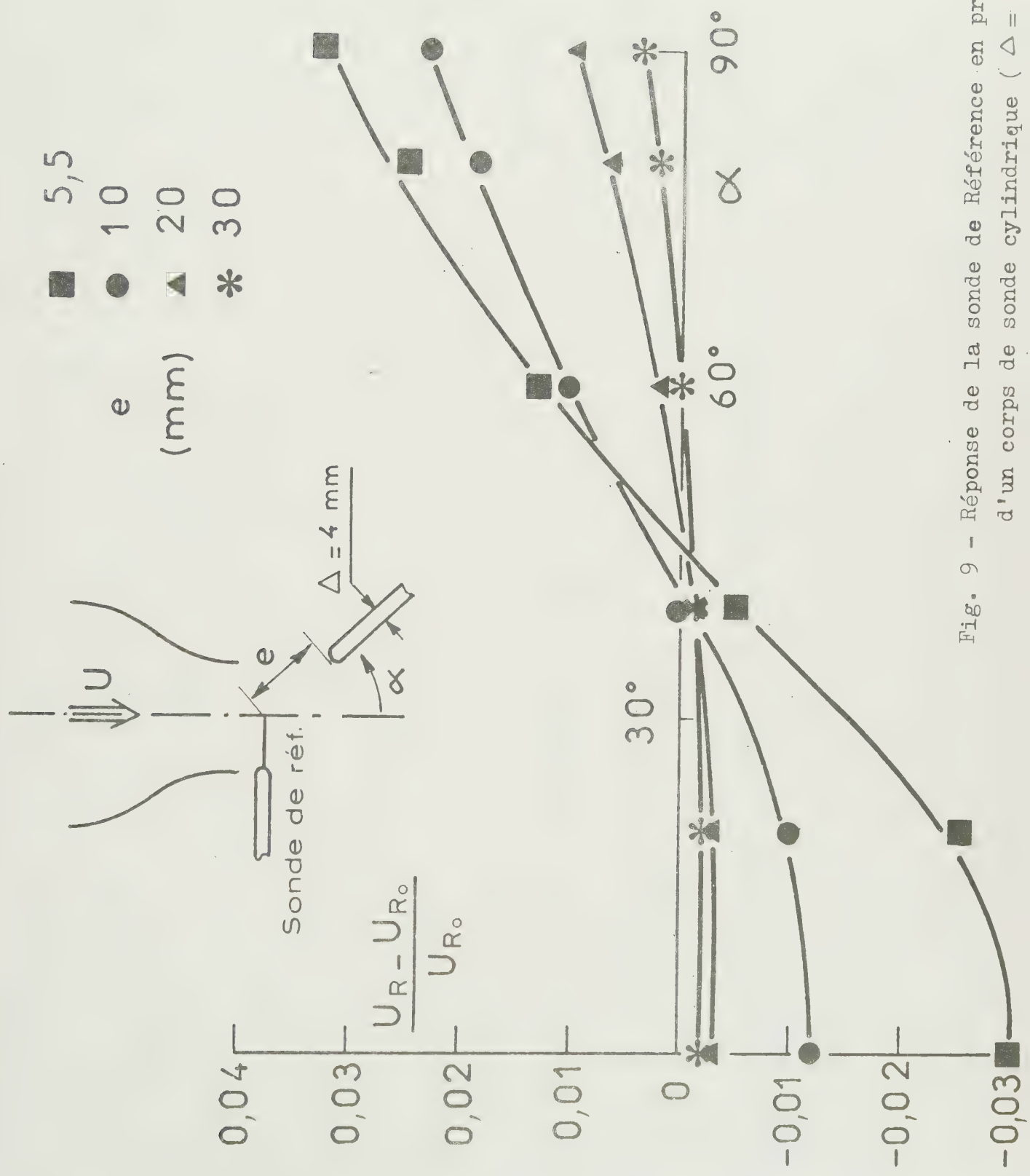


Fig. 9 - Réponse de la sonde de Référence en présence
 d'un corps de sonde cylindrique ($\Delta = 4 \text{ mm}$).

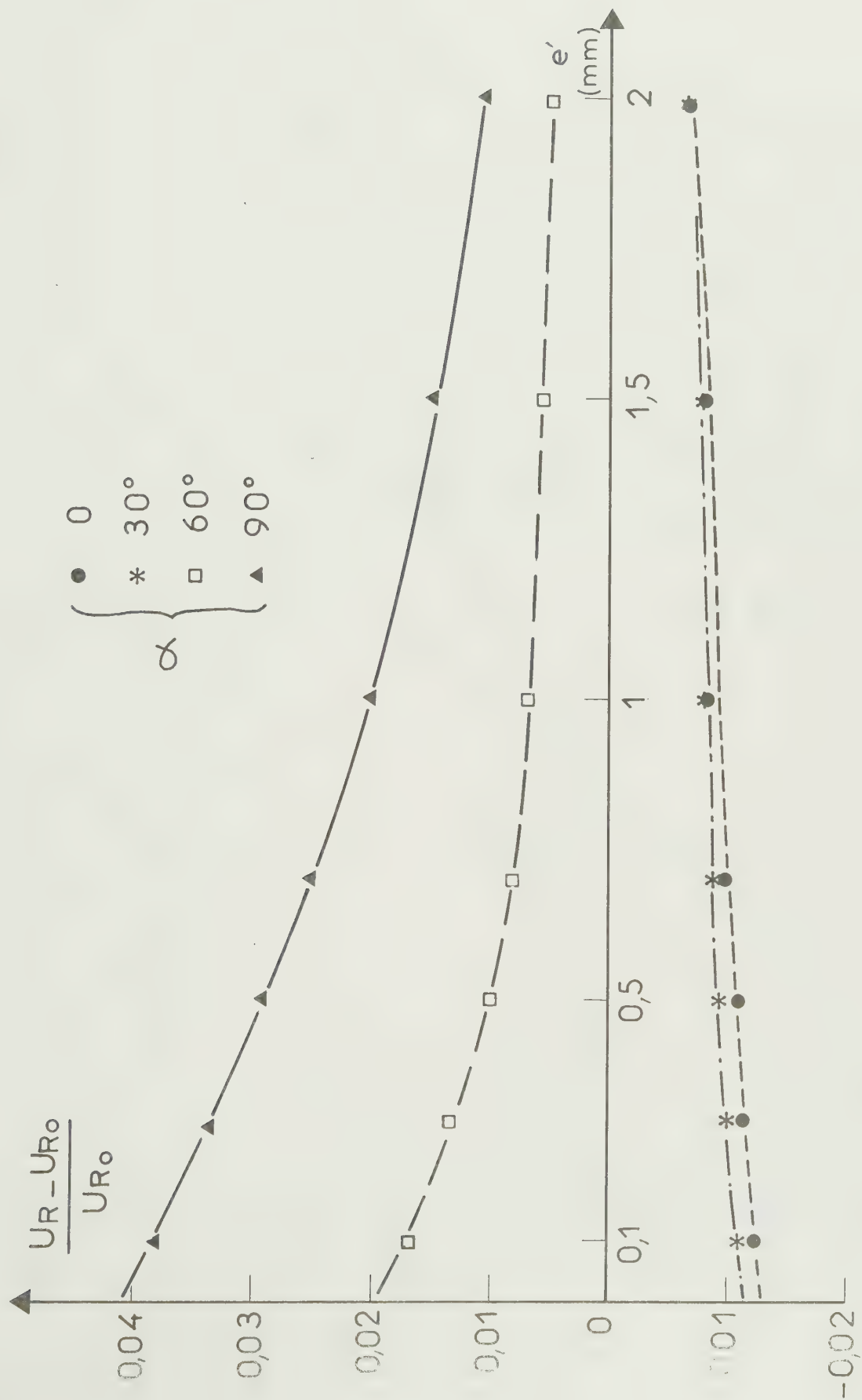


Fig.10 - Extrapolation vers $e' = 0$, de la réponse de la sonde de Référence en présence de la sonde B

($m = 0,6$ mm et $s = 2,5$ mm).

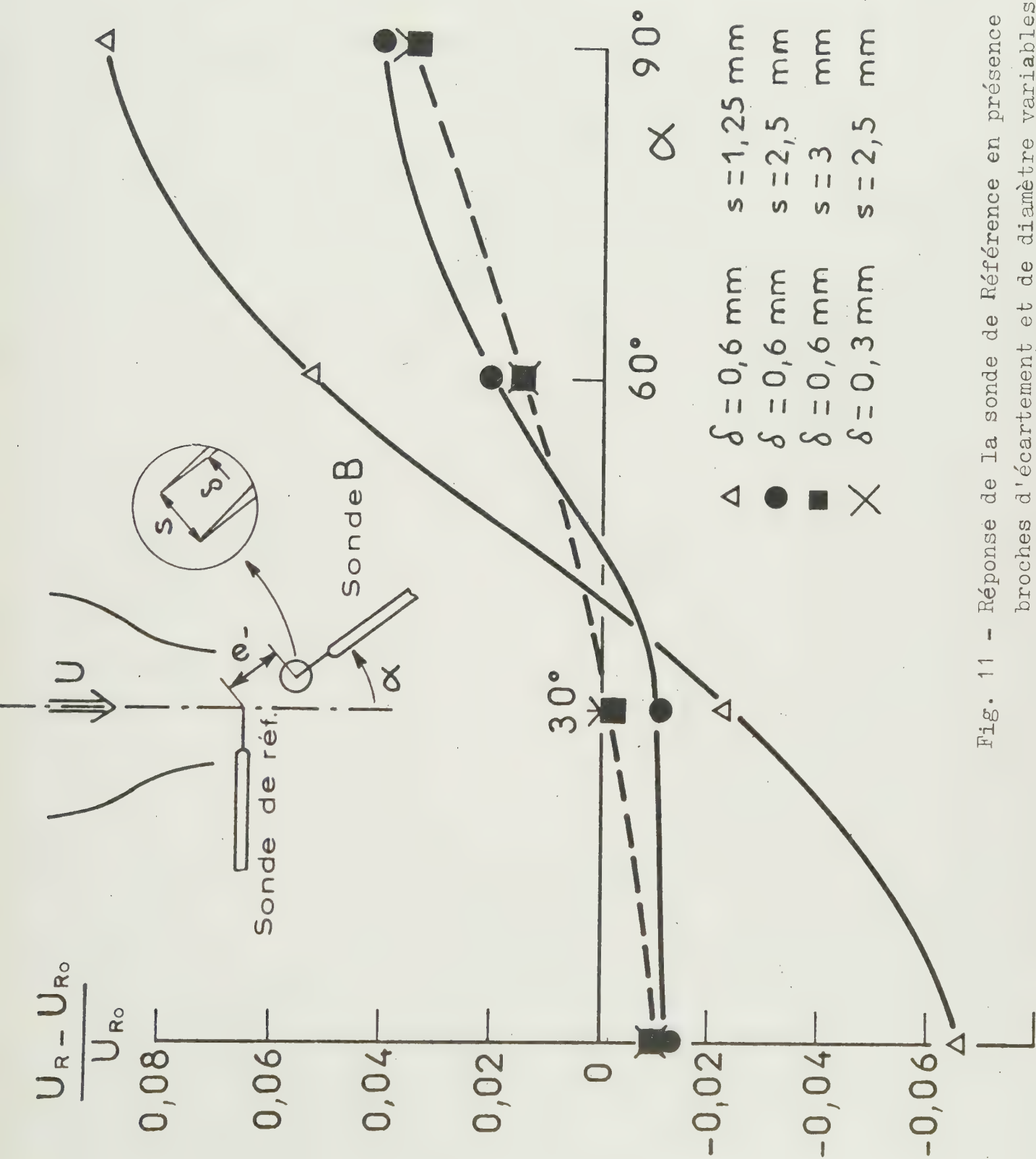


Fig. 11 - Réponse de la sonde de Référence en présence de deux broches d'écartement et de diamètre variables.

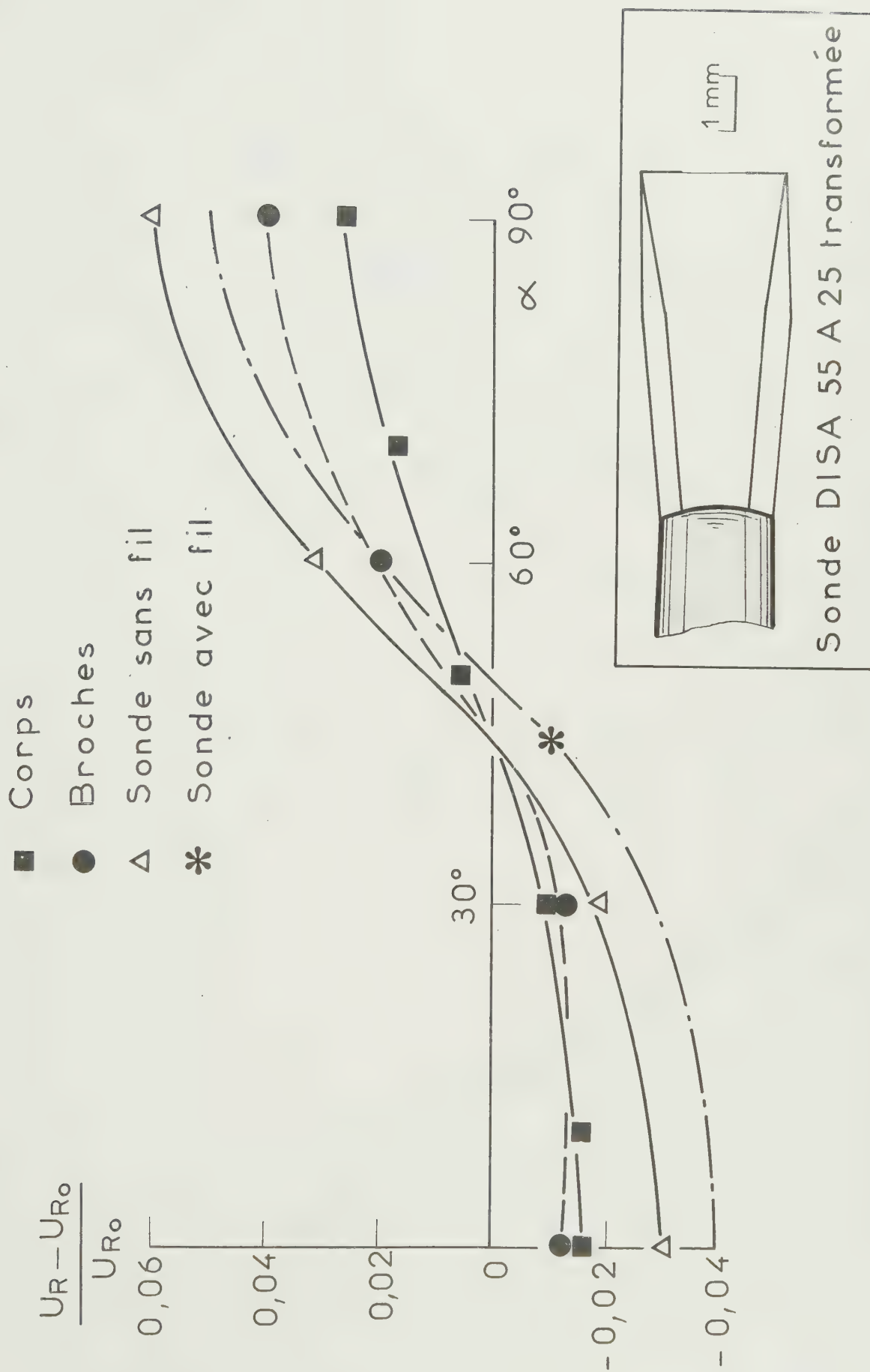


Fig.12 - Comparaison des perturbations créées par le corps, les broches et le fil de la sonde D.

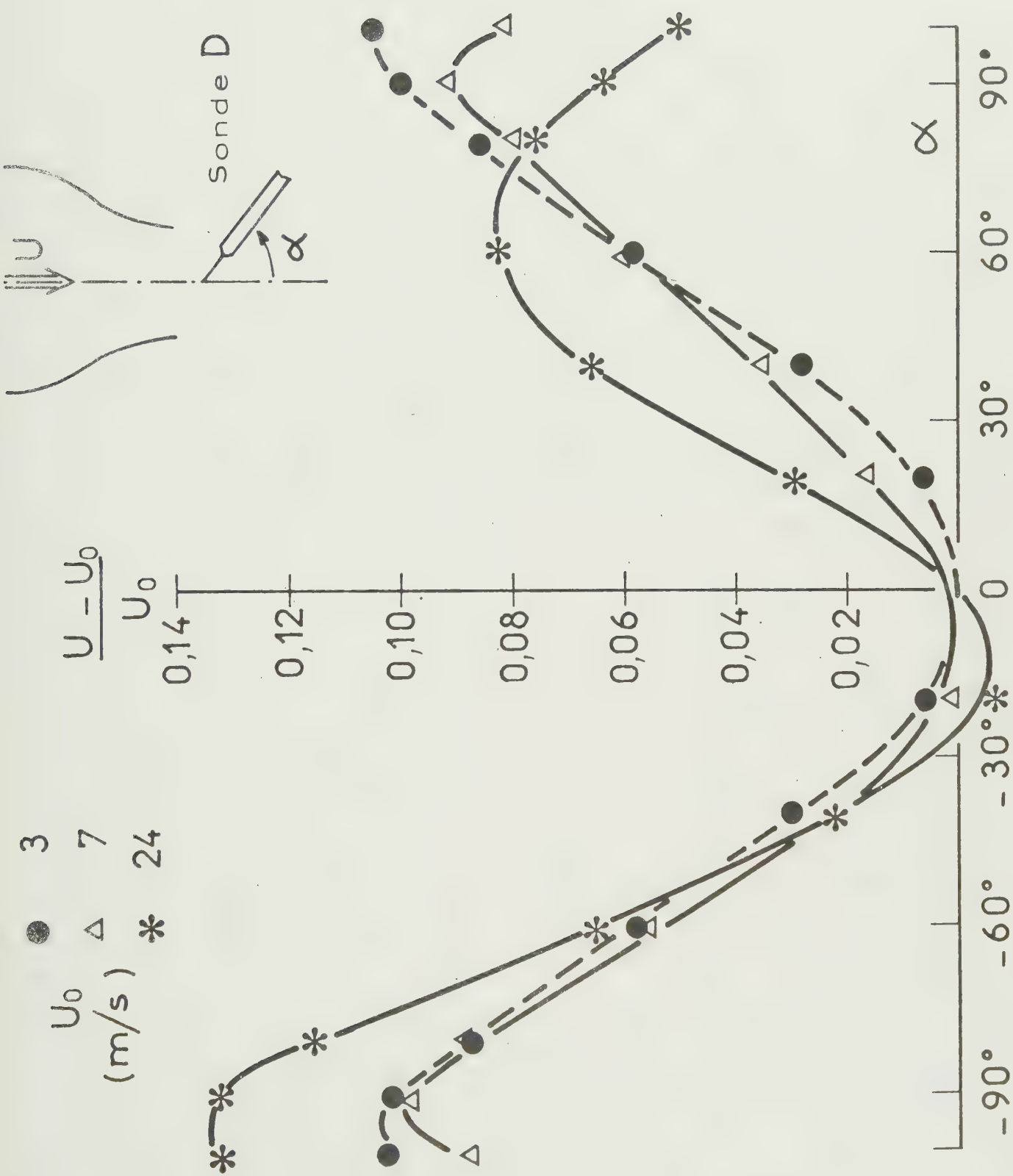


Fig. 13 - Influence de la vitesse moyenne dans l'effet global.

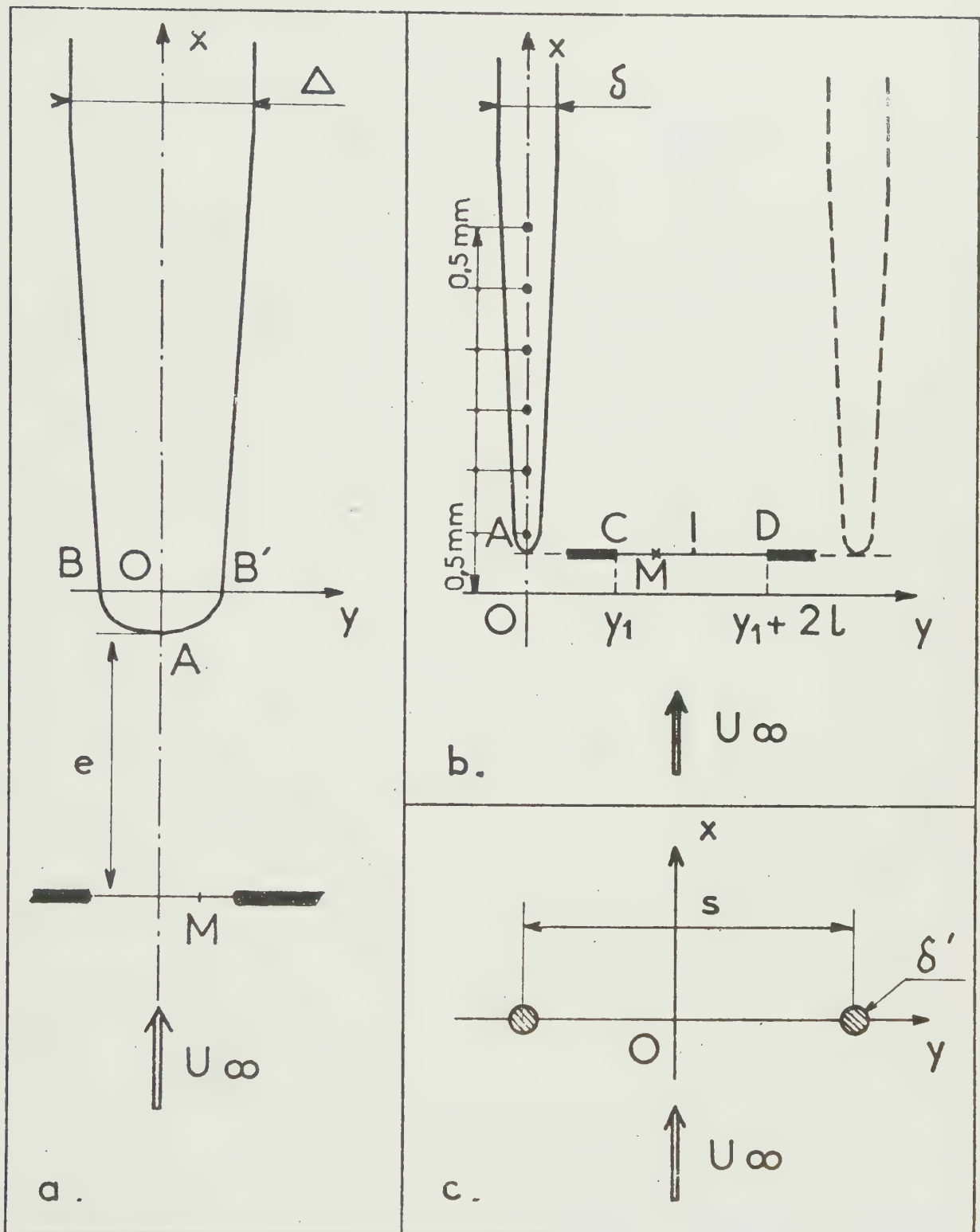


Fig.14 - Ecoulement:

a. - autour d'un corps de sonde situé à $\alpha = 0$.

b. - autour de broches situées à $\alpha = 0$.

c. - autour de broches situées à $\alpha = 90$.

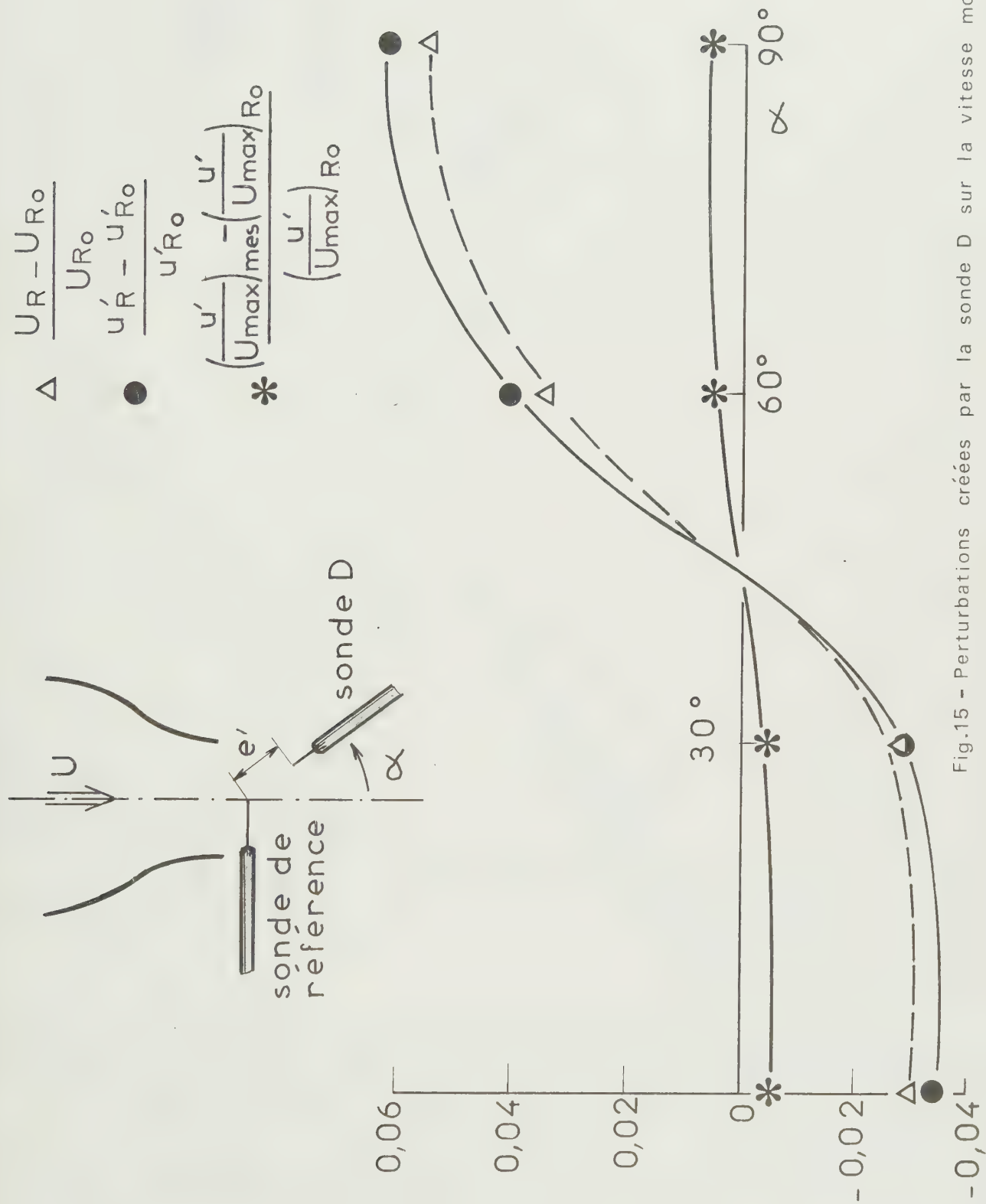


Fig.15 - Perturbations créées par la sonde D sur la vitesse moyenne et sur la valeur efficace de la fluctuation longitudinale.



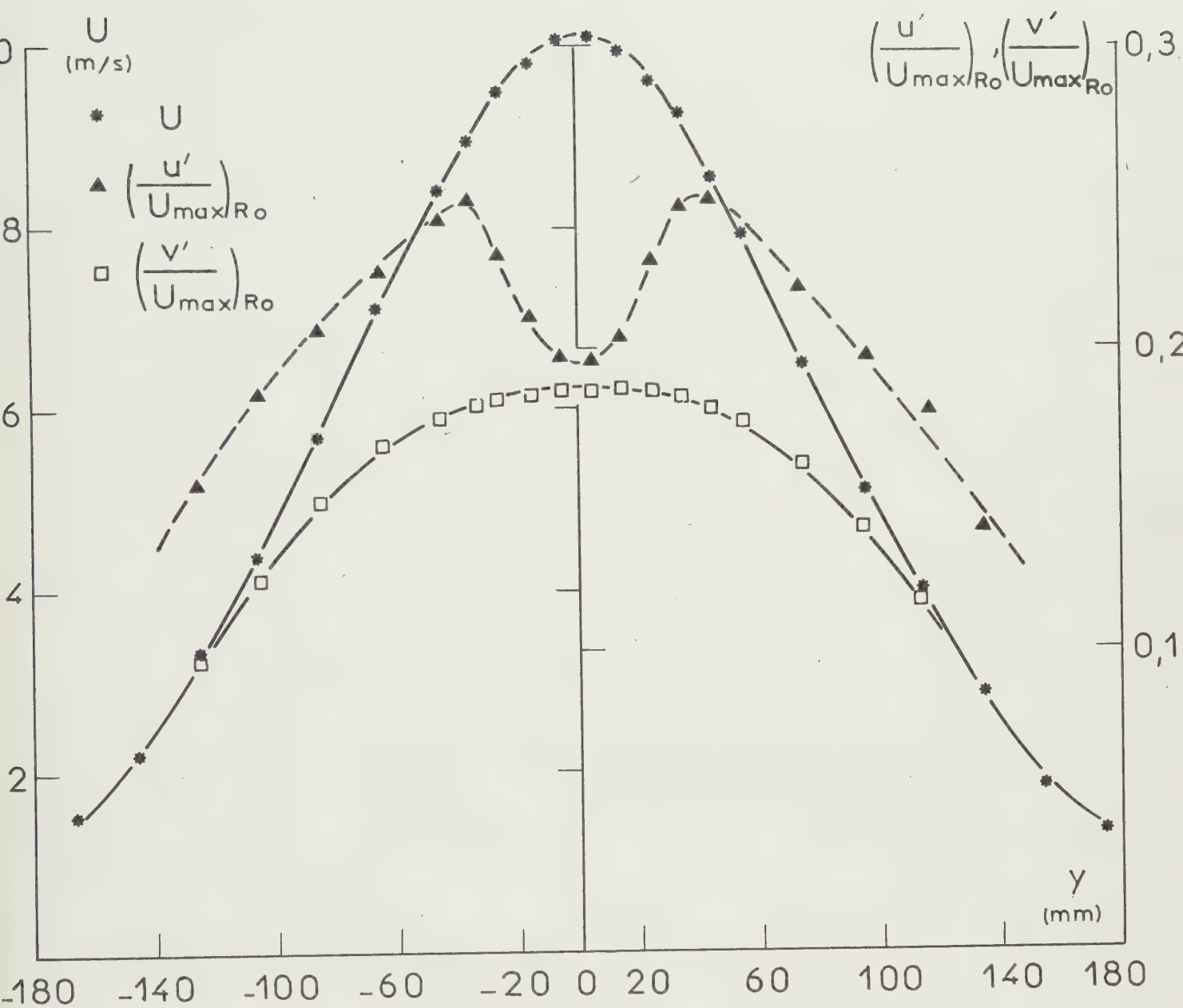


Fig.17- Profils mesurés dans la section $x/a = 14$ du jet:

- de la vitesse moyenne U (tube de Pitot),
- des valeurs efficaces $\left(\frac{u'}{U_{\max}}\right)_{Ro}$ et $\left(\frac{v'}{U_{\max}}\right)_{Ro}$ (sonde à fils chauds).

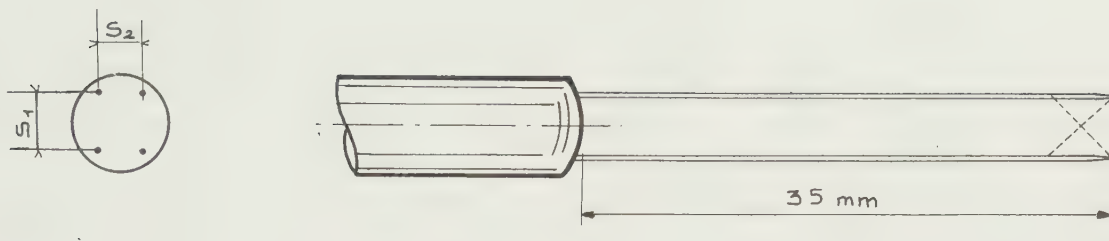


Fig.18(a) - Sonde spéciale destinée à la mesure des perturbations créées par des broches.

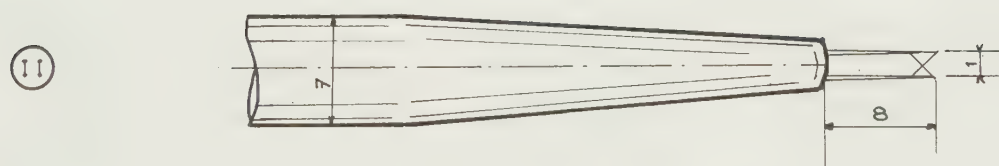


Fig.18(b) - Sonde DISA 55-A-32.

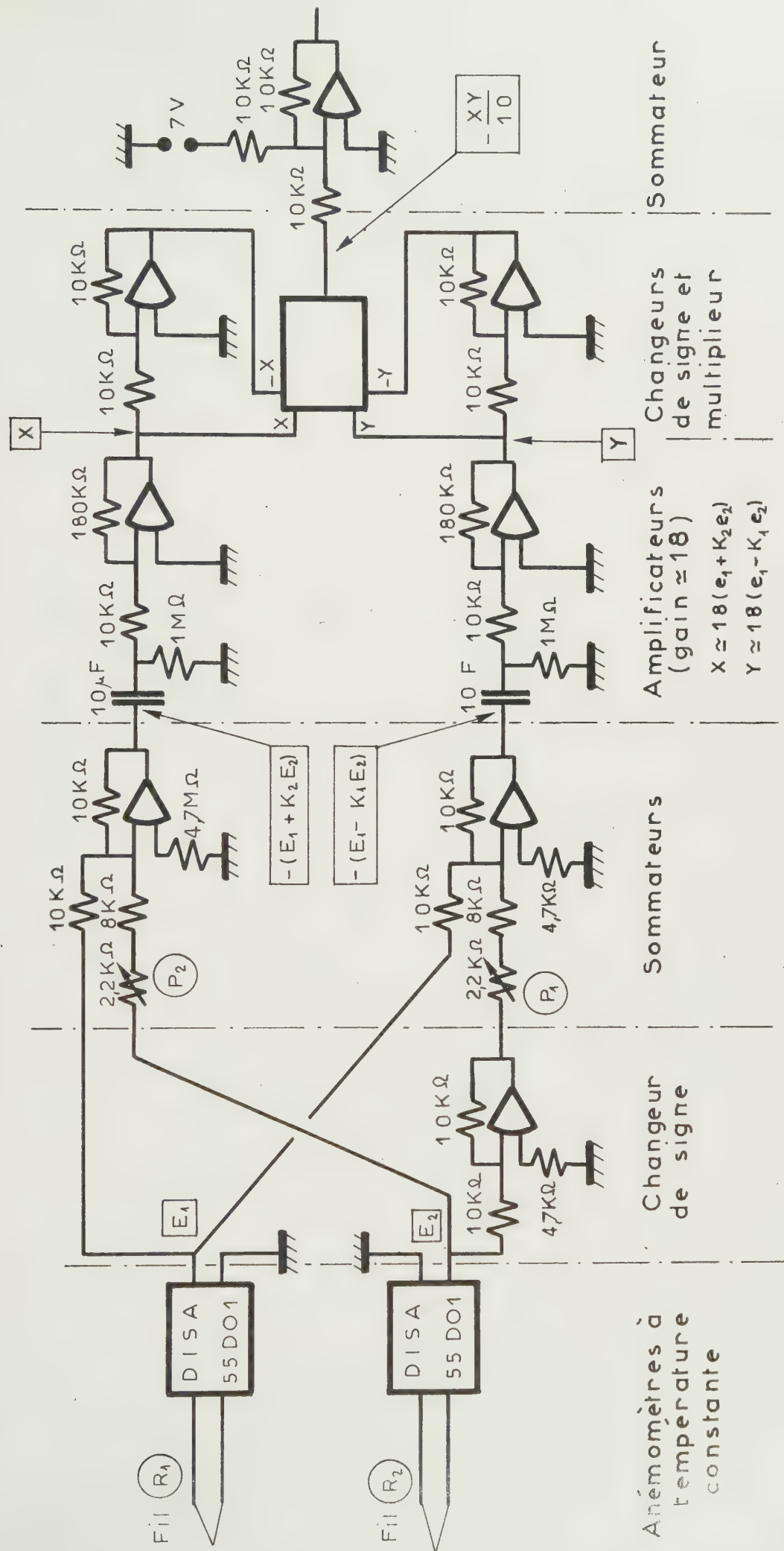


Fig. 19 – Montage servant aux mesures de $\frac{u'}{U}$, $\frac{v'}{U}$ et $\frac{uv'}{U^2}$ à partir de deux fils inclinés.

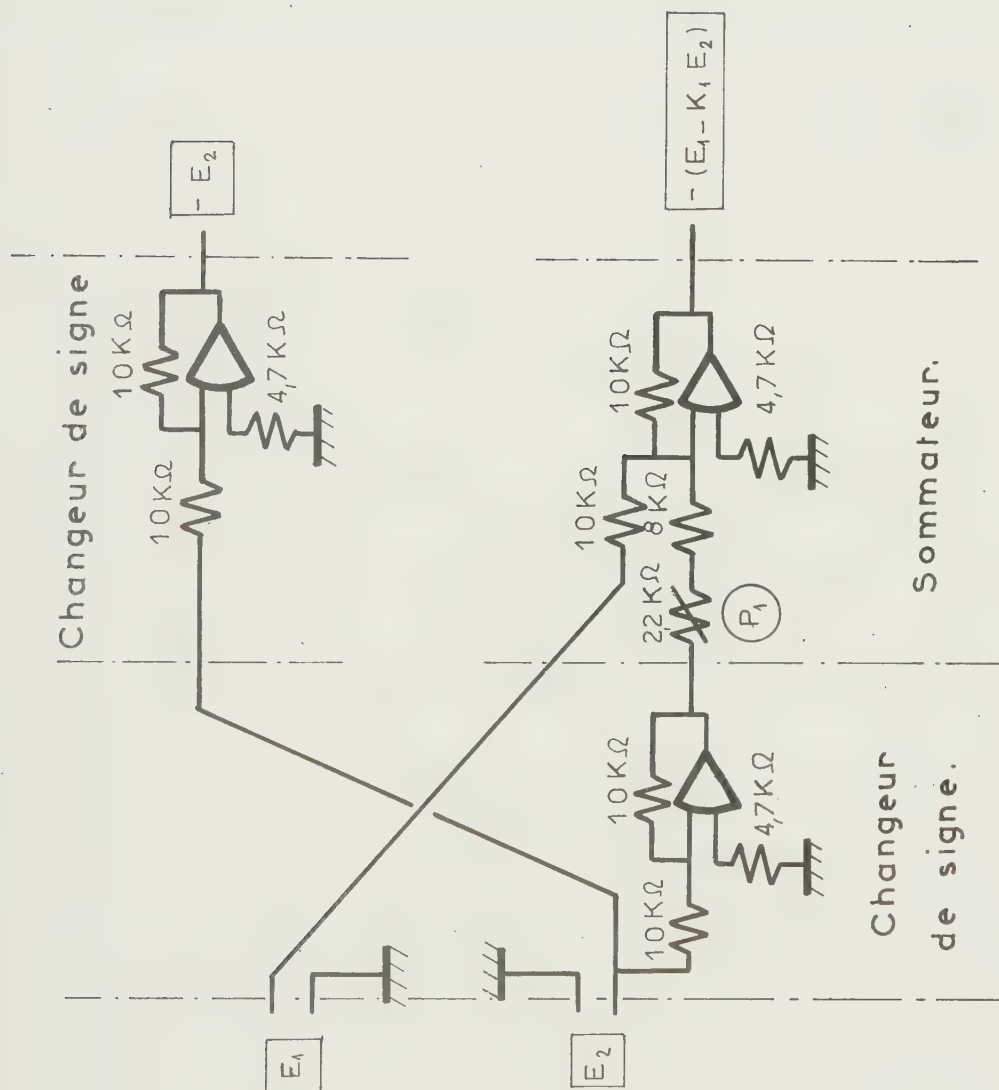


Fig.19(bis) - Modification apportée au montage représenté sur la fig.19 et permettant d'utiliser une sonde dont le fil 1 est incliné et le fil 2 perpendiculaire à la direction de l'écoulement.

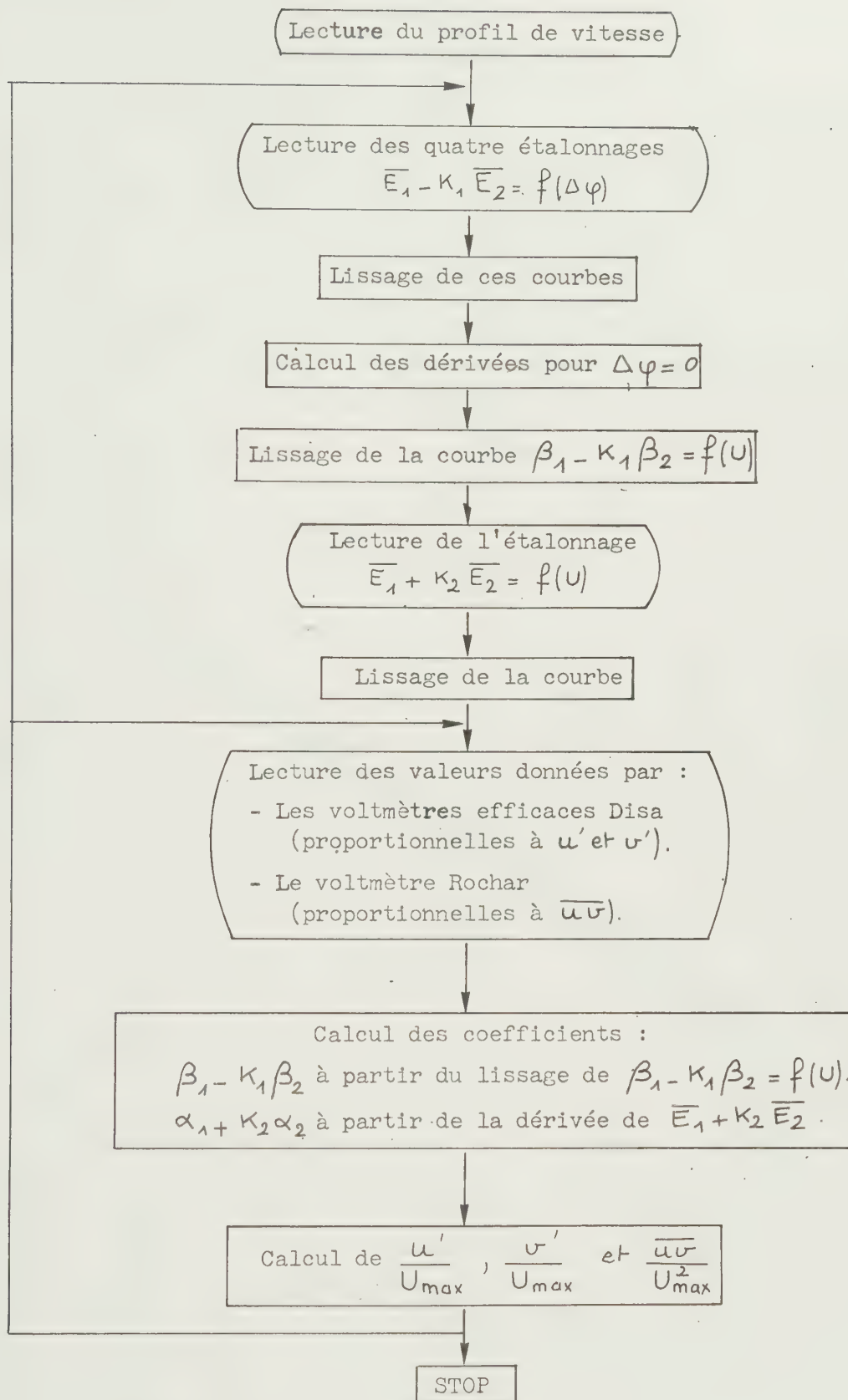


Fig. 20 - Organigramme du dépouillement des mesures de u' , v' et $\overline{uv}$.

Sonde de Réf. R_1 $\theta = 0$

Sonde de Réf. R_2 θ $\left[\begin{array}{l} \blacktriangle 0 \\ \square -10^\circ \\ \bullet +10^\circ \end{array} \right]$

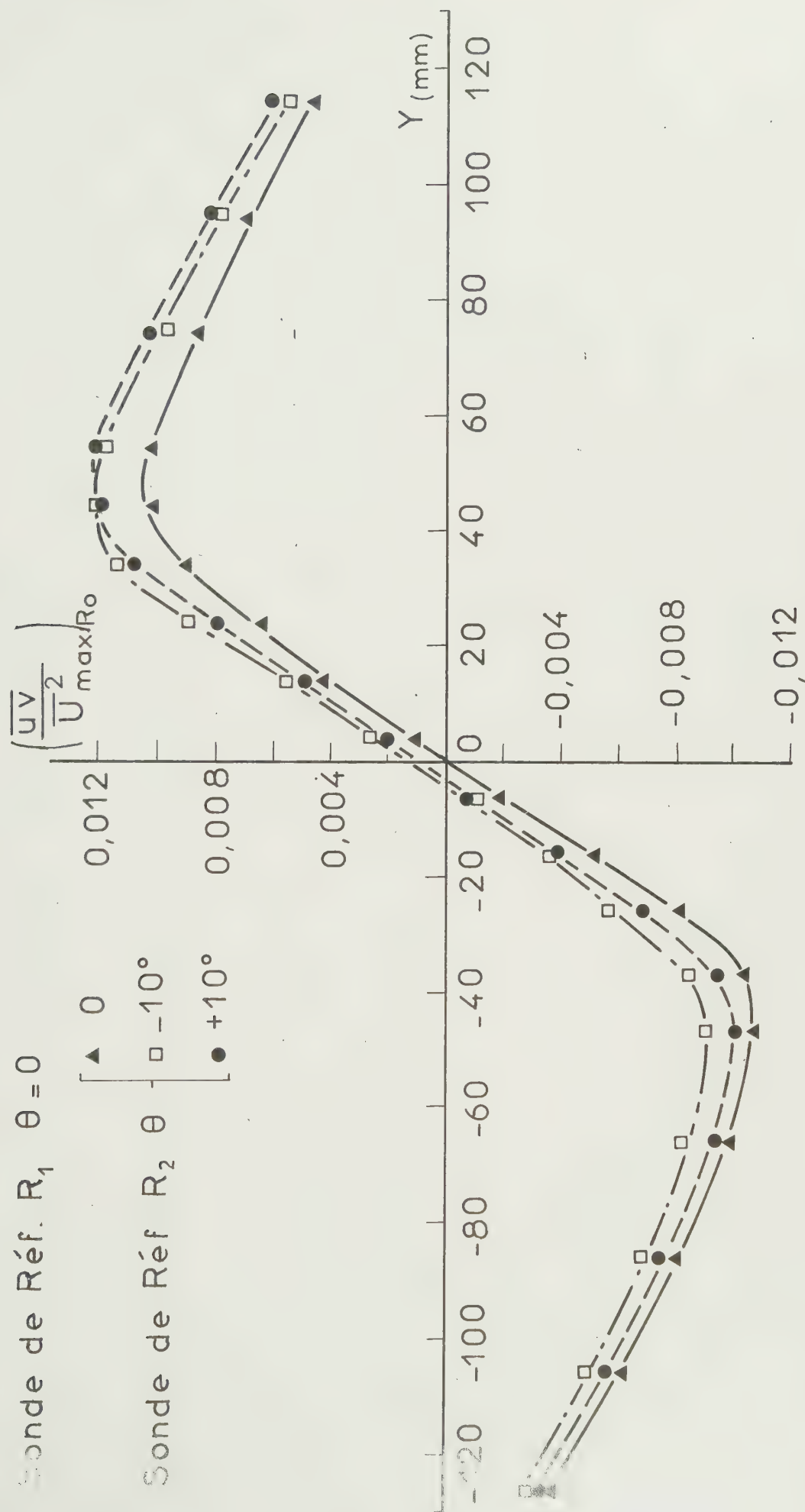


Fig. 21 - Influence de l'inclinaison θ du fil de la sonde de Référence R_2 sur la mesure de $\left(\frac{u/v}{U_{\max}/R_0} \right)$.

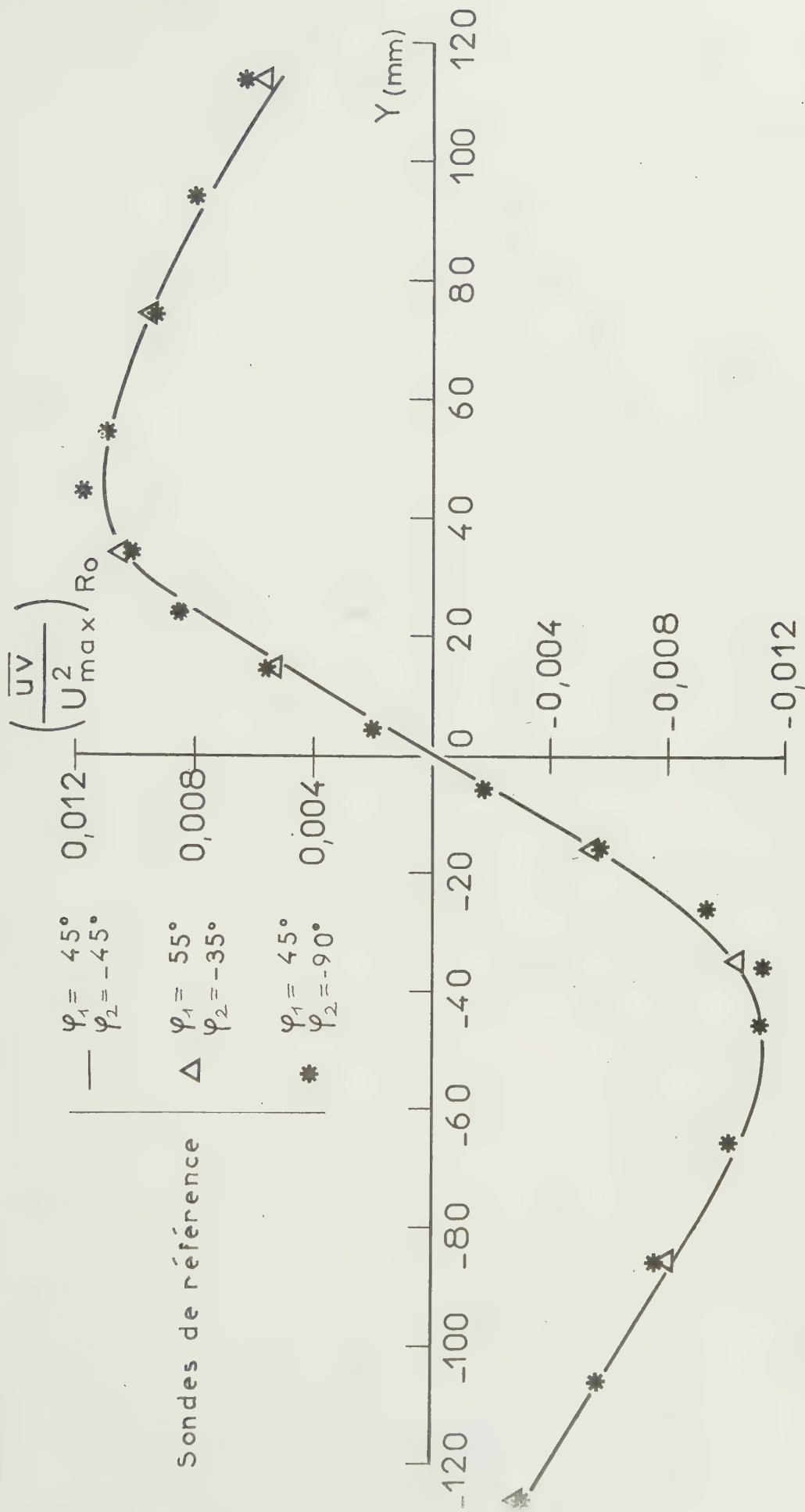


Fig. 22 - Influence des inclinaisons φ_1 et φ_2 des fils des sondes de Référence sur la mesure
 de $\left(\frac{\overline{U_v}}{U_{\max}^2} \right) R_0$ ($\alpha/\alpha = 14$).

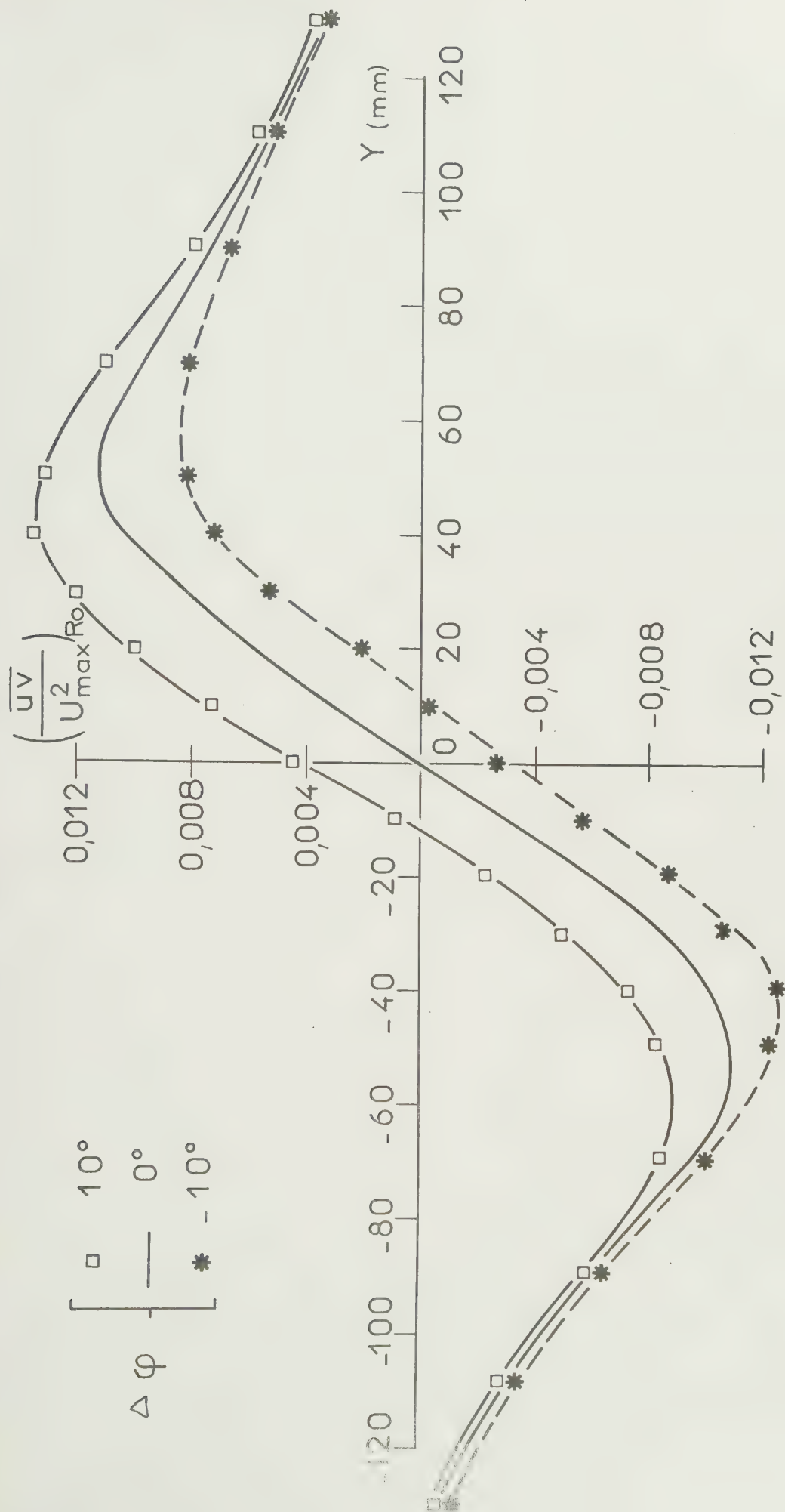


Fig. 23 - Influence de la variation d'inclinaison φ des fils de Référence R_1 et R_2 sur la

mesure de $\left(\frac{U \cdot V}{U_{\max}^2} \right)_{Ro}$, $\left(\alpha / \alpha = 14 \right)$.

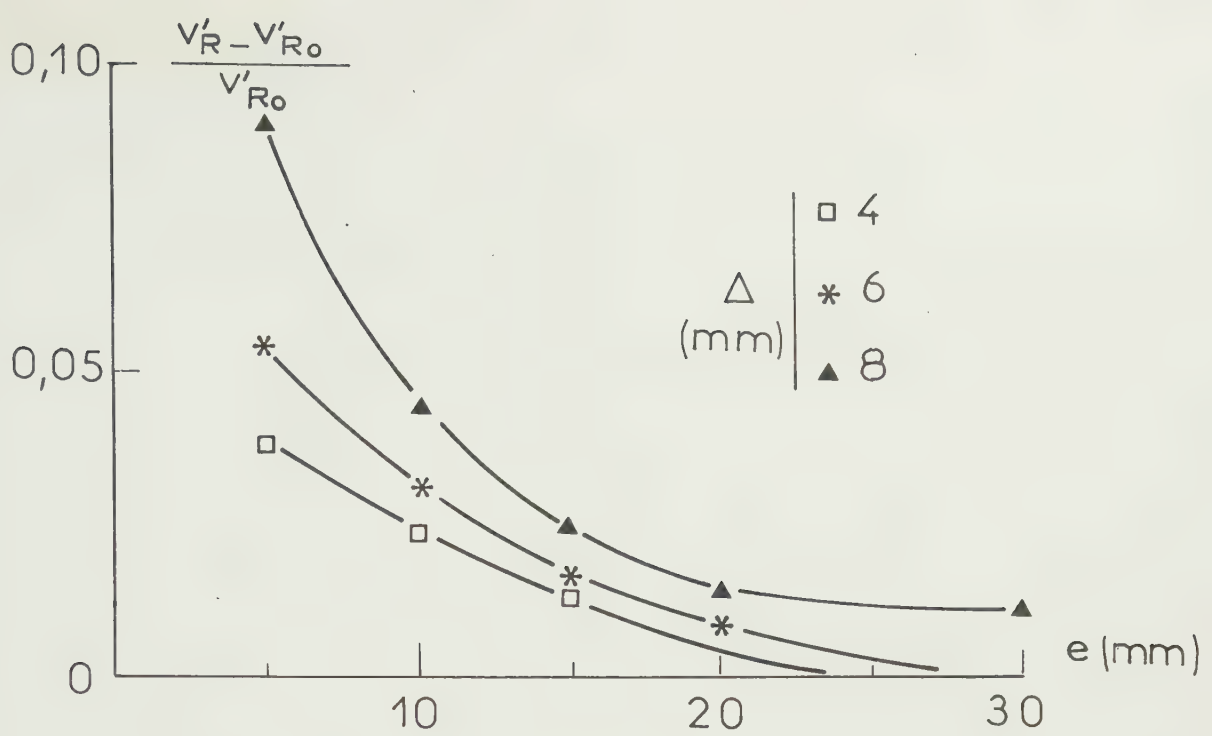


Fig. 24 (a) - Perturbation créée par un corps de sonde.

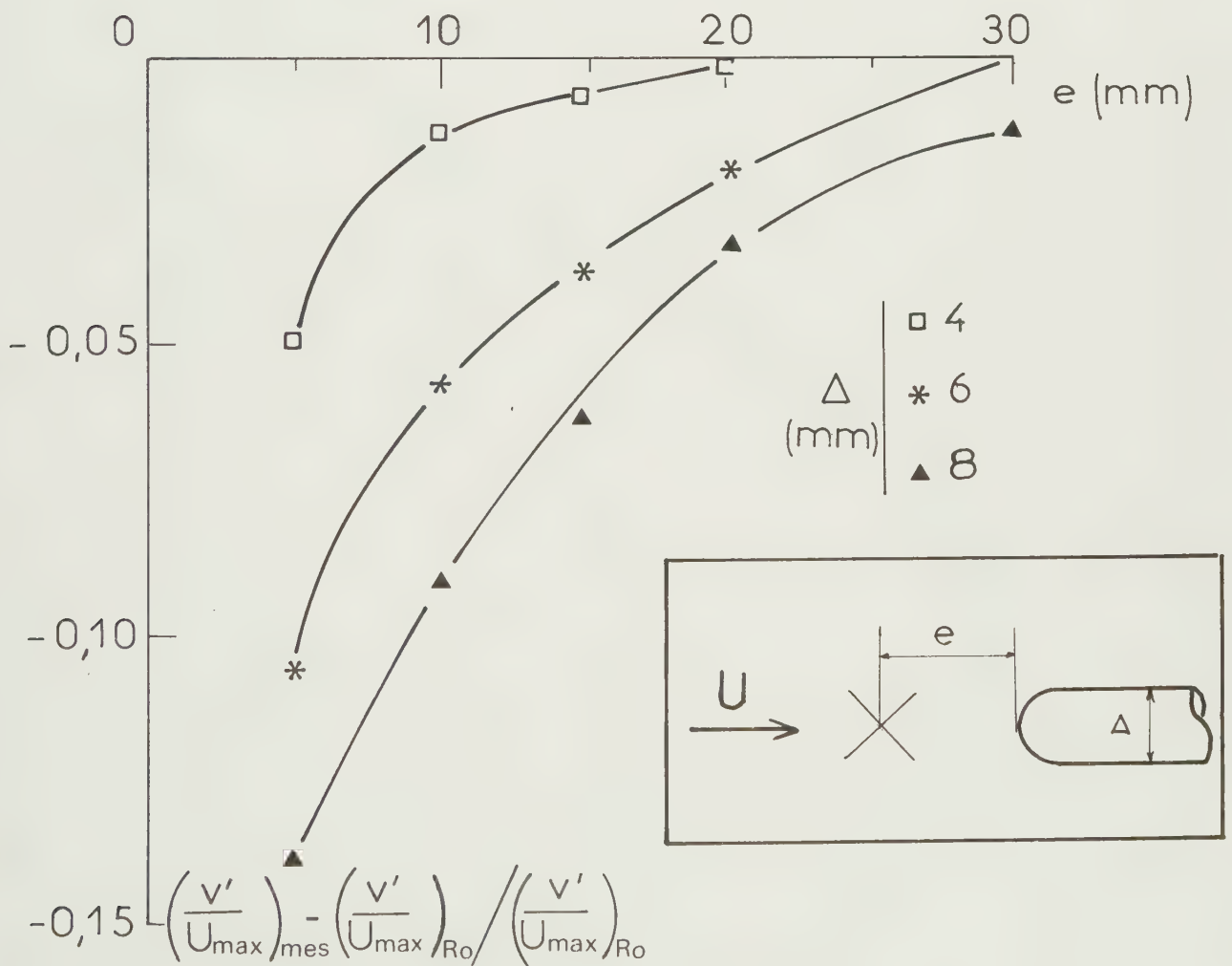


Fig. 24 (b) - Erreur créée par un corps de sonde.

Corps perturbateurs

- Δ corps

Δ = 8 mm

e = 10 mm

● broches

S = 0,3 mm

s = 2 mm

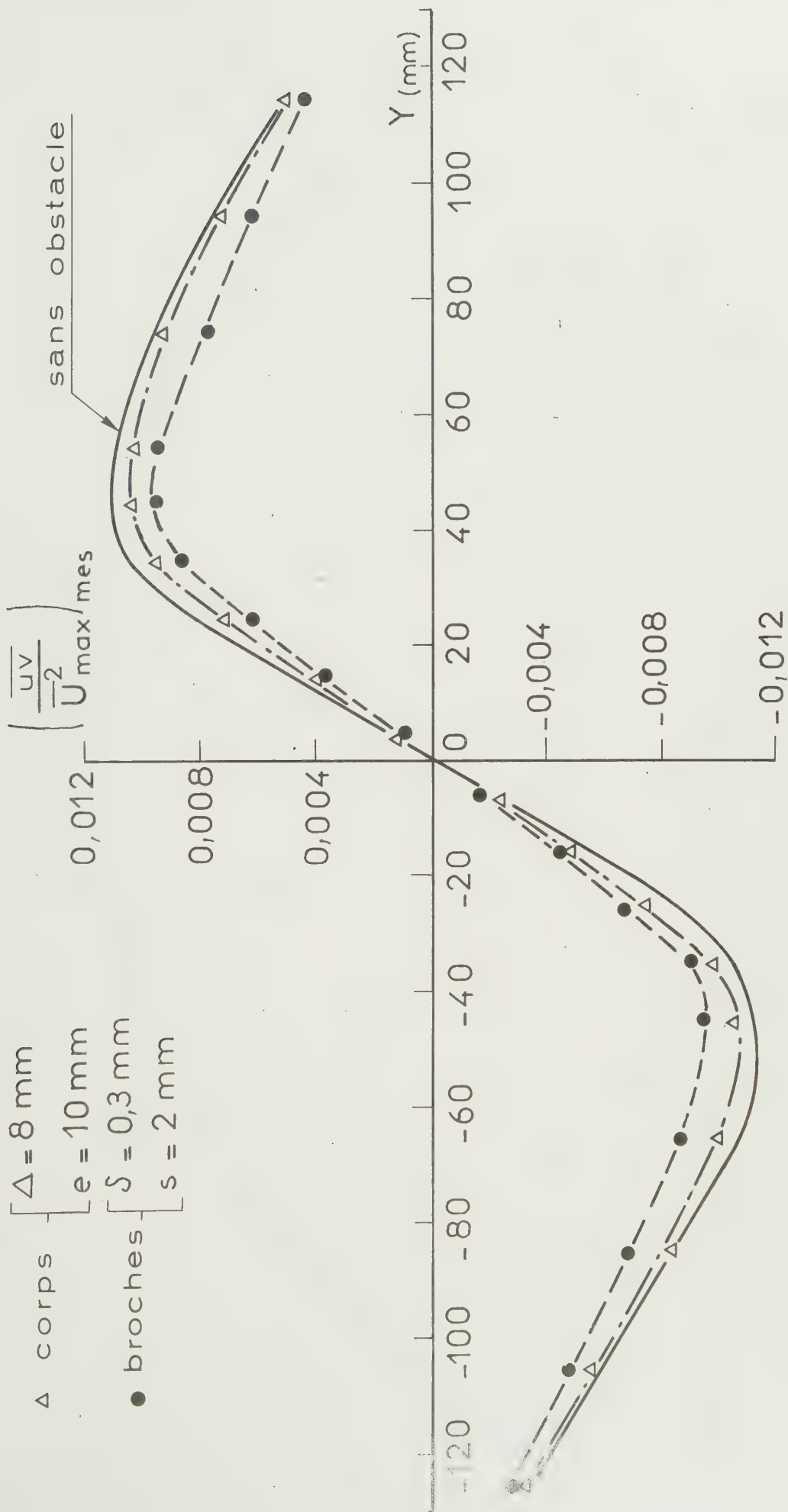
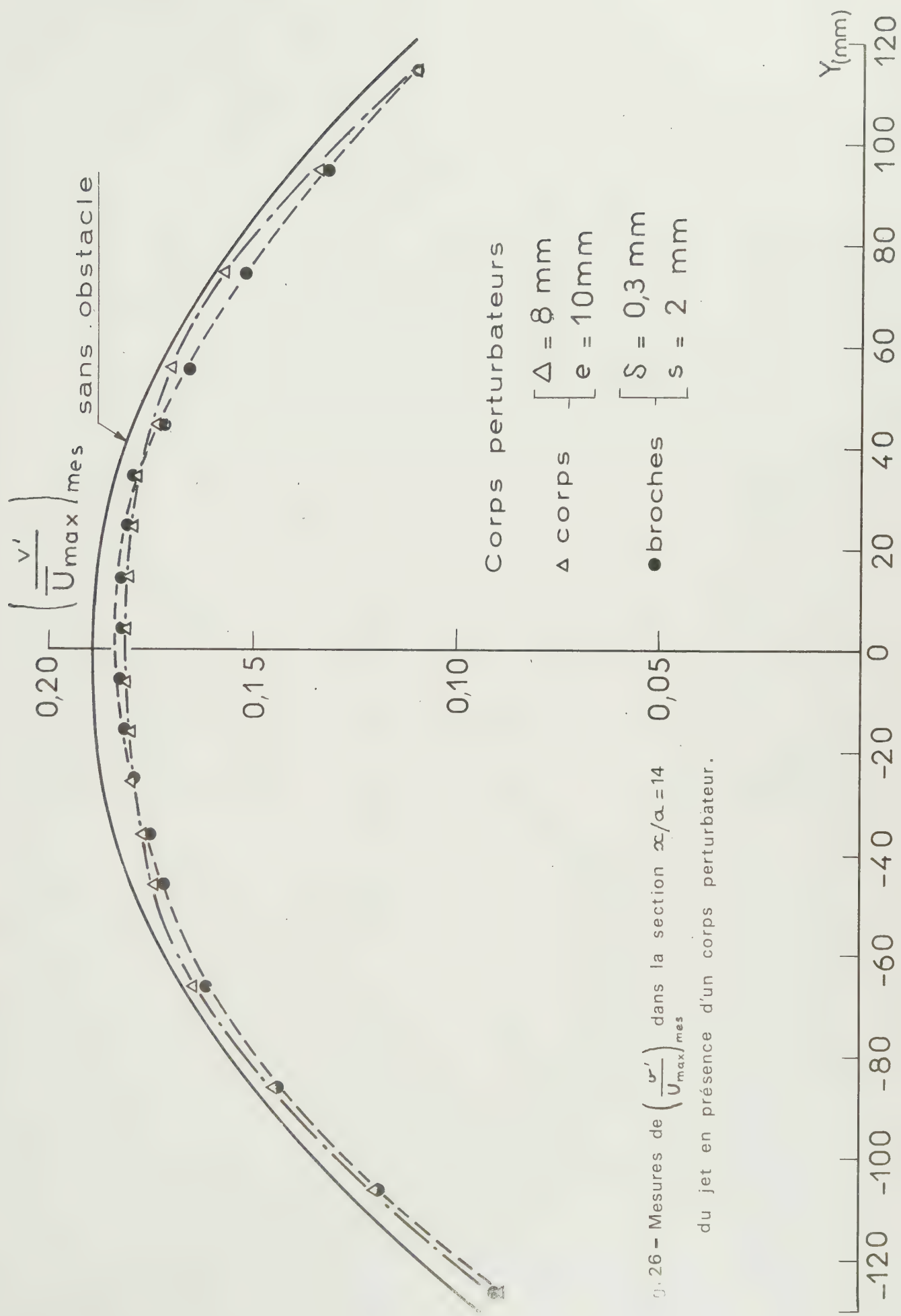


Fig. 25 - Mesures de $\left(\frac{u/v}{-2 U_{\max}} \right)$ dans la section $\alpha/\alpha = 14$ en présence d'un corps perturbateur.



0.26 -- Mesures de $\left(\frac{v'}{U_{\max}}\right)_{\text{mes}}$ dans la section $\alpha/\alpha=14$ du jet en présence d'un corps perturbateur.

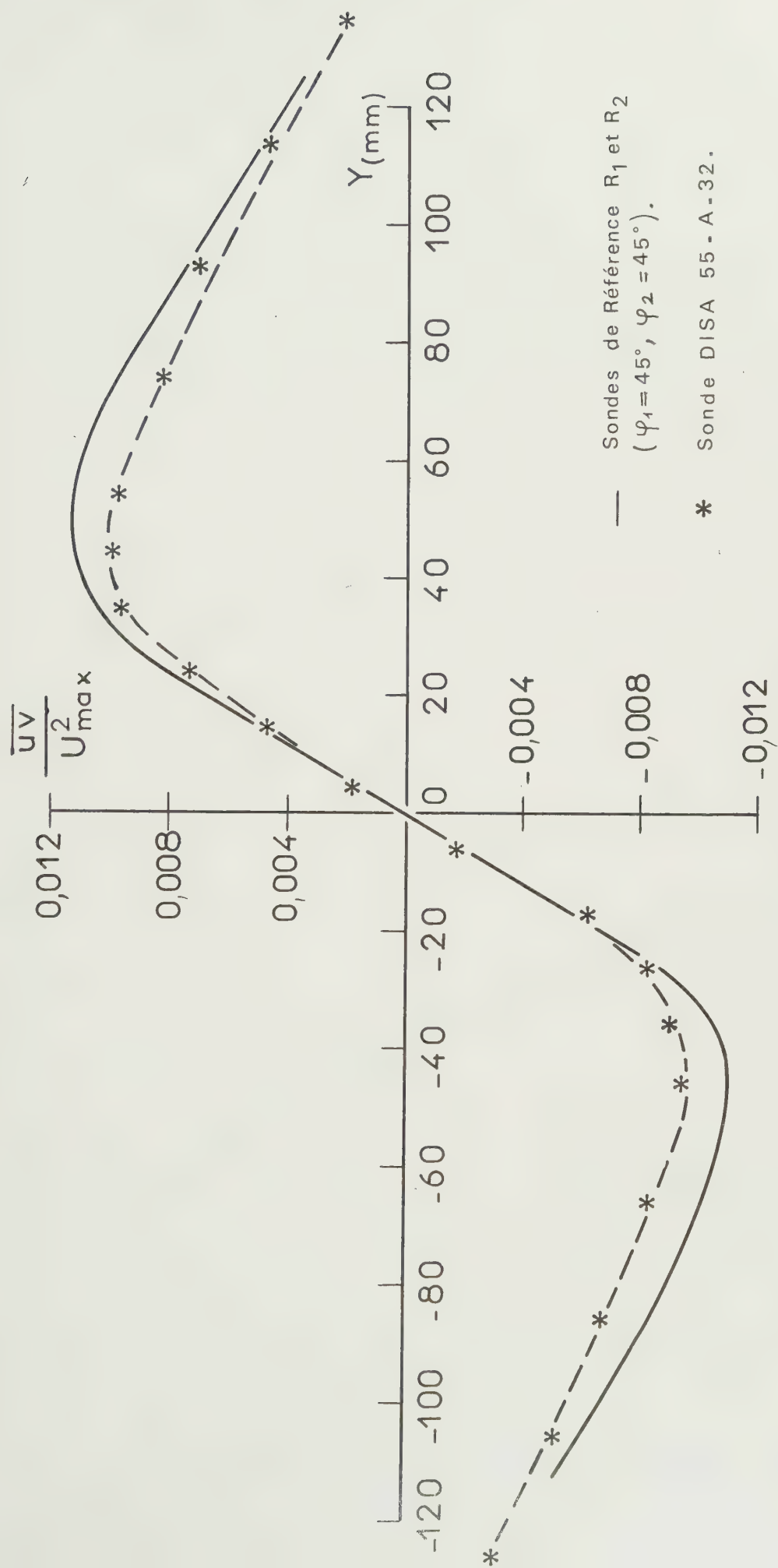


Fig. 27 - Comparaison entre les profils de $\frac{\overline{uv}}{U_{max}^2}$ effectués dans la section $x/a = 14$ du jet avec les sondes de Référence et avec la sonde DISA 55-A-32.

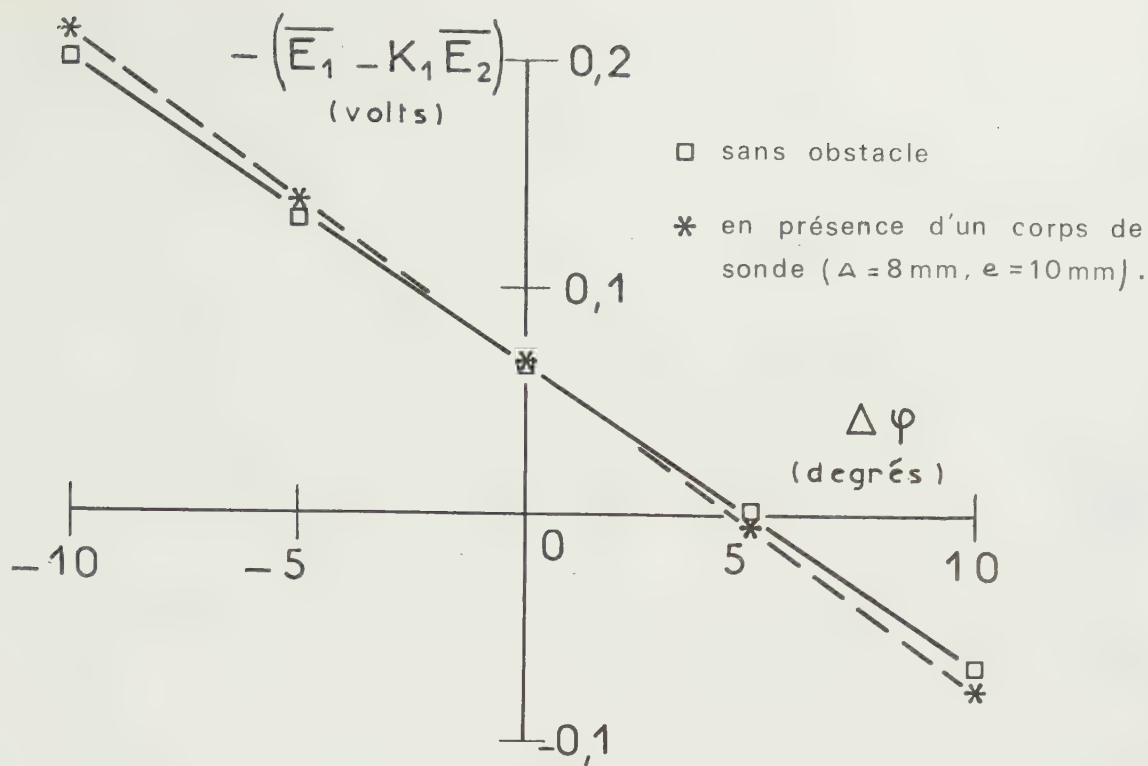


Fig.28 (a) - Etalonnage de $\overline{E}_1 - K_1 \overline{E}_2$ en fonction de $\Delta \varphi$.

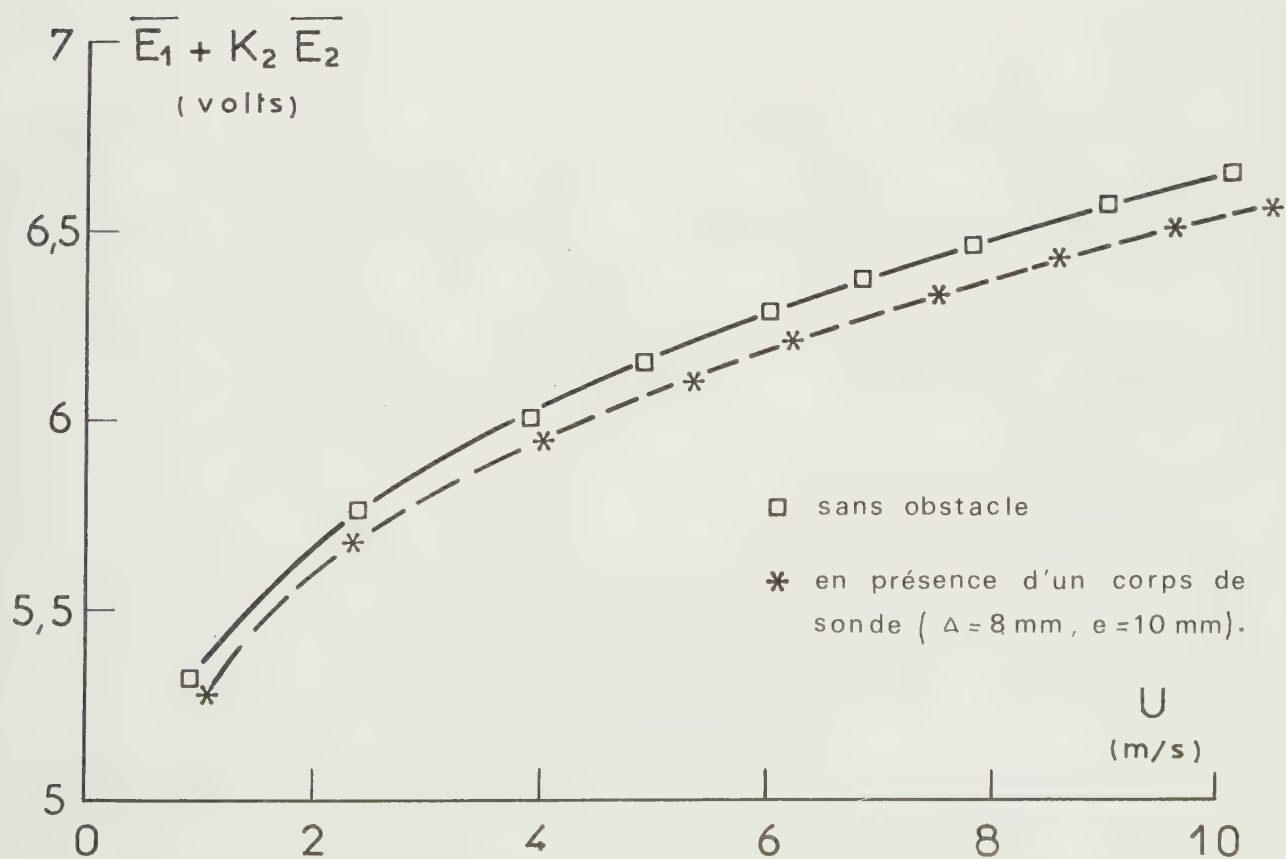


Fig.28 (b) - Etalonnage de $\overline{E}_1 + K_2 \overline{E}_2$ en fonction de la vitesse U .

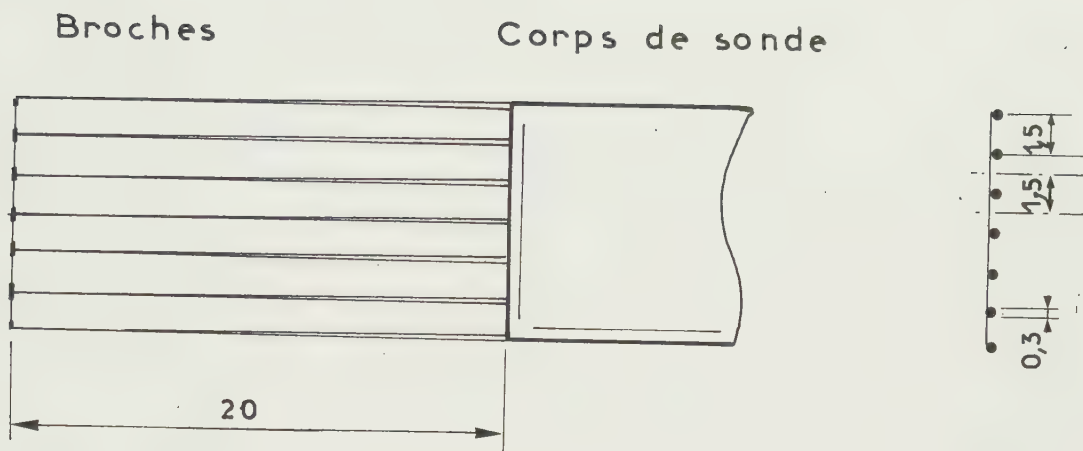


Fig.29 (a) - "Peigne thermique".

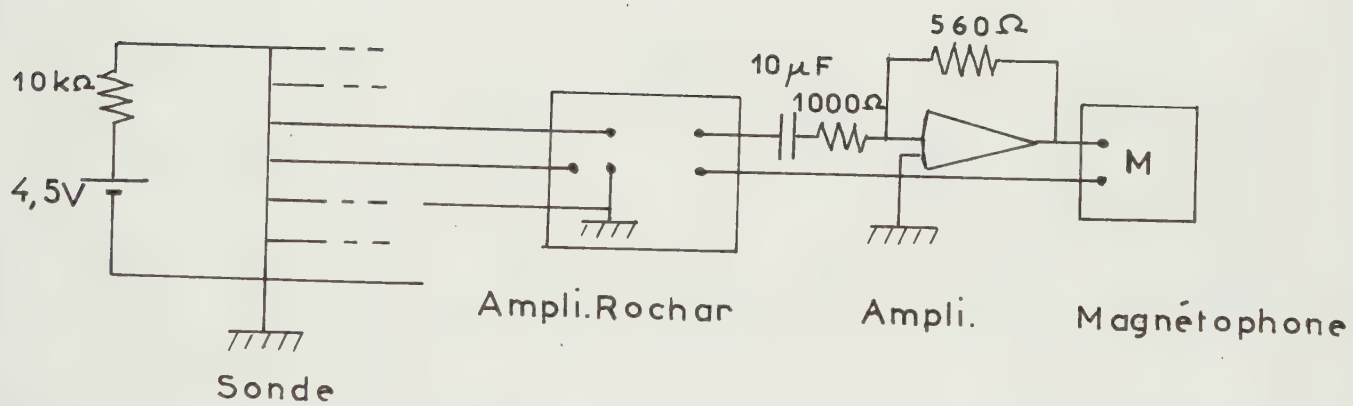


Fig.29 (b). Traitement des signaux fournis par le "peigne thermique".

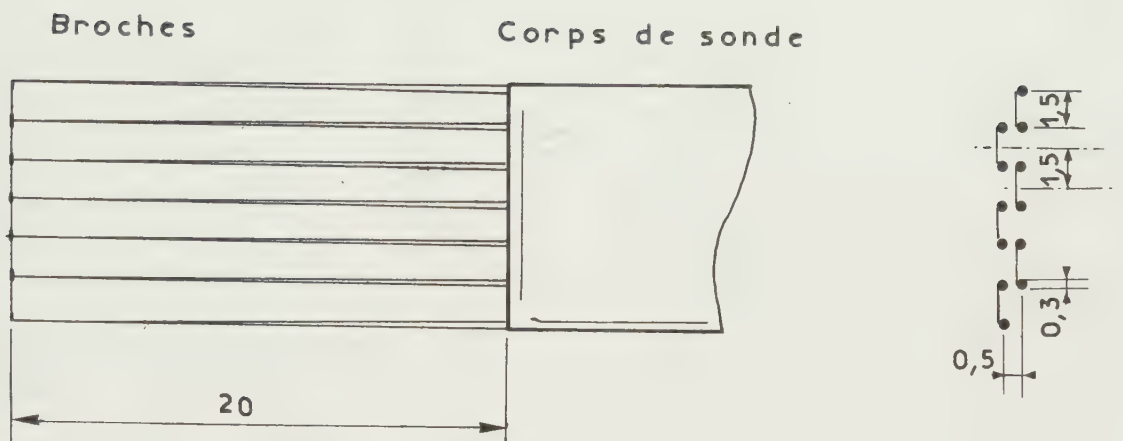


Fig.30 (a) - "Peigne cinématique".

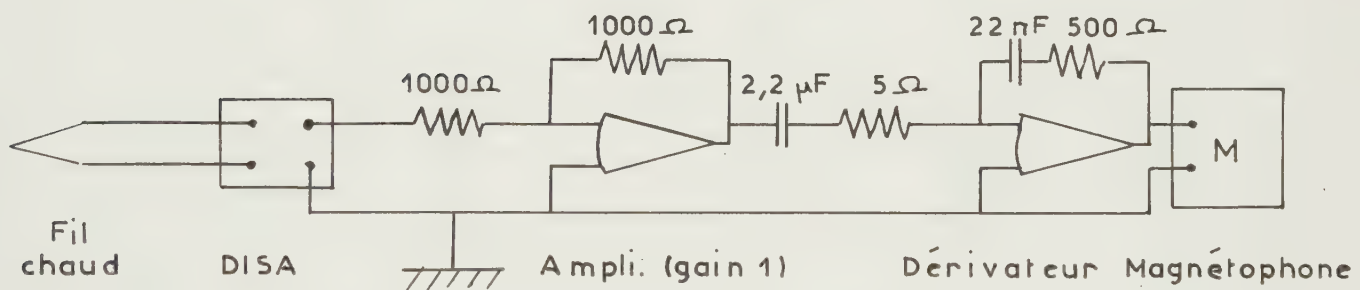


Fig.30 (b) - Traitement des signaux fournis par le "peigne cinématique".

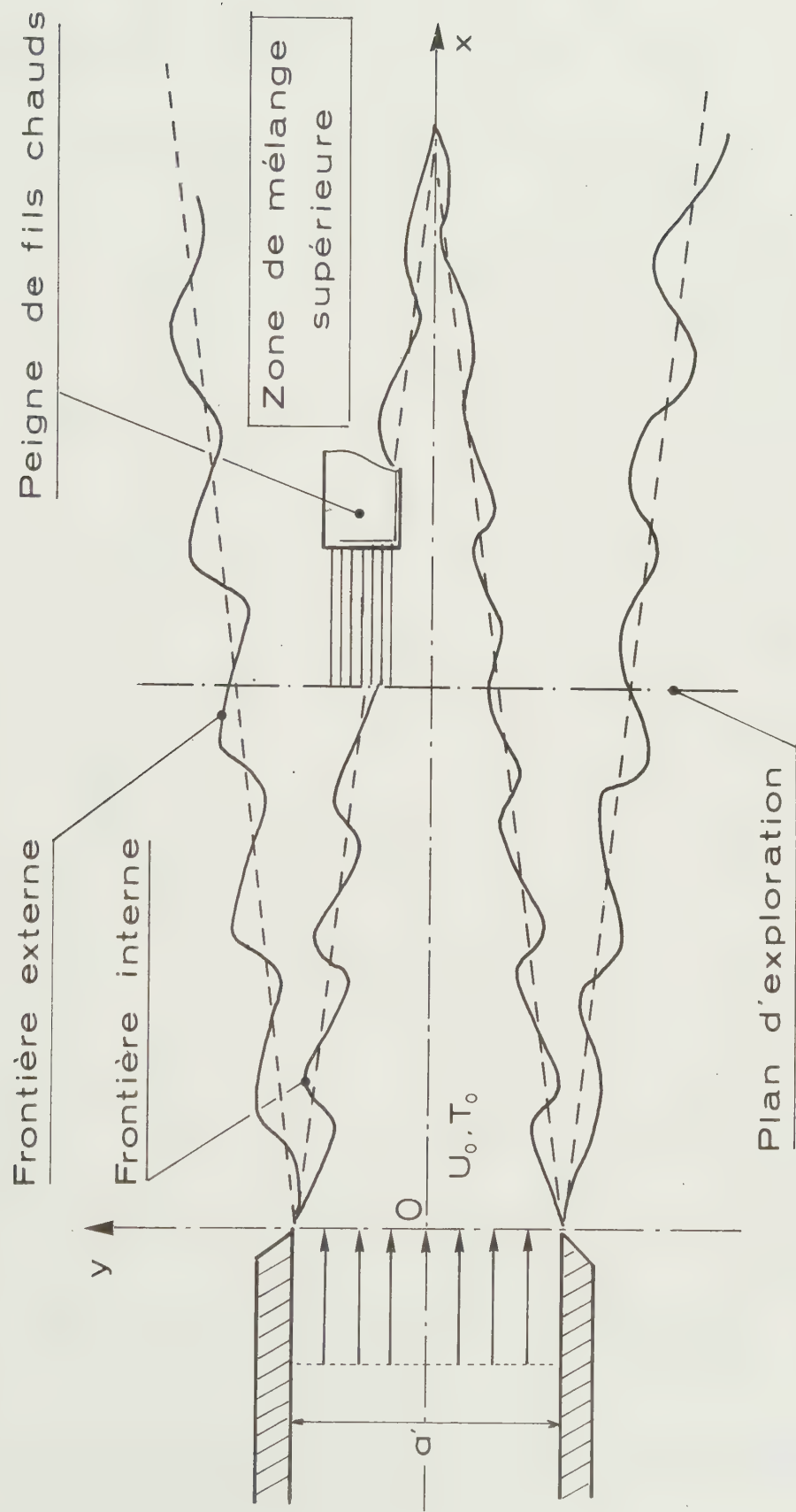


Fig. 31 - Jet bidimensionnel utilisé.

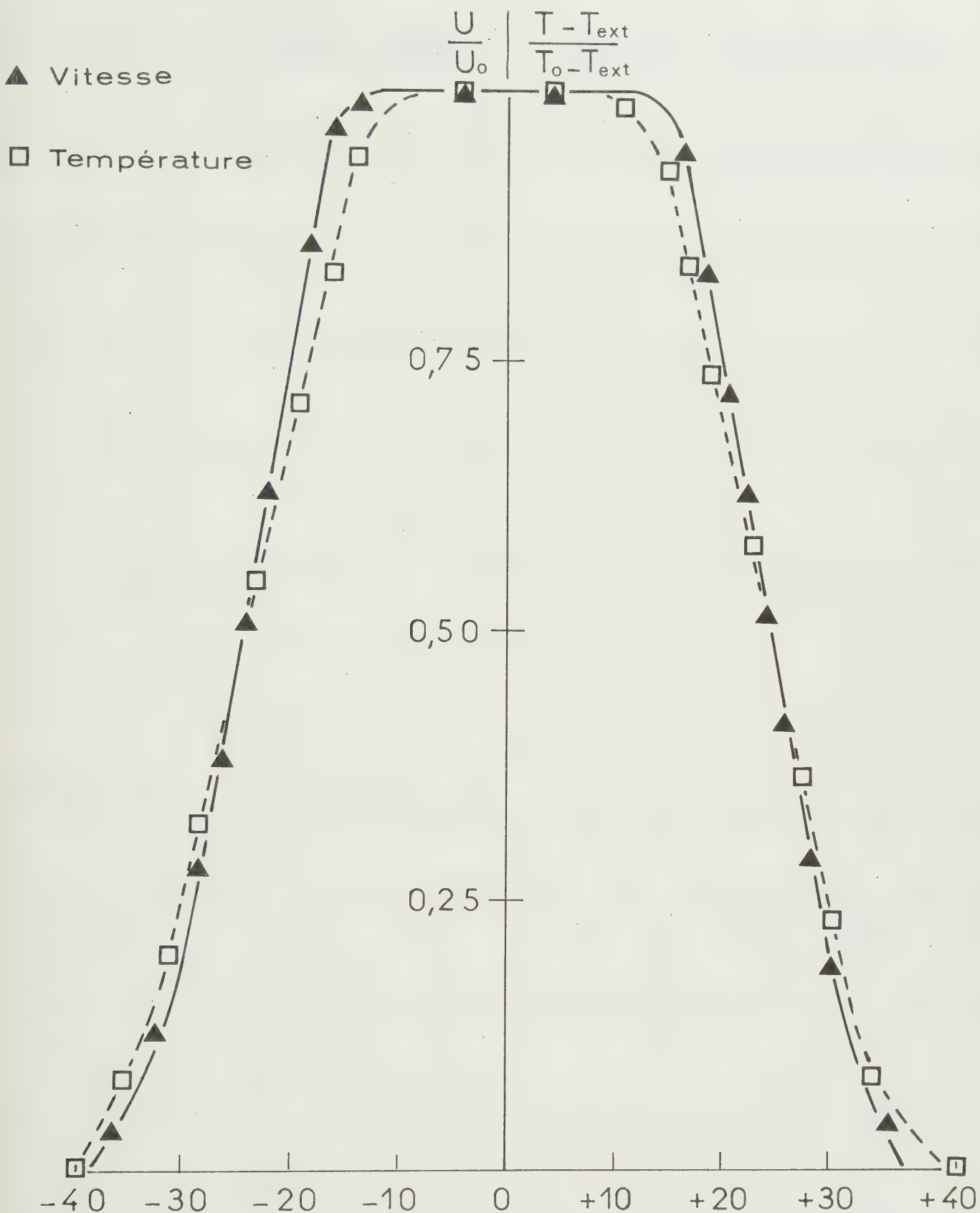


Fig.32 - Vitesse et température moyennes dans la section $x = 80 \text{ mm}$.
 ($U_0 = 18,2 \text{ m/s}$, $T_0 = 47^\circ$, $T_{\text{ext}} = 22^\circ$)

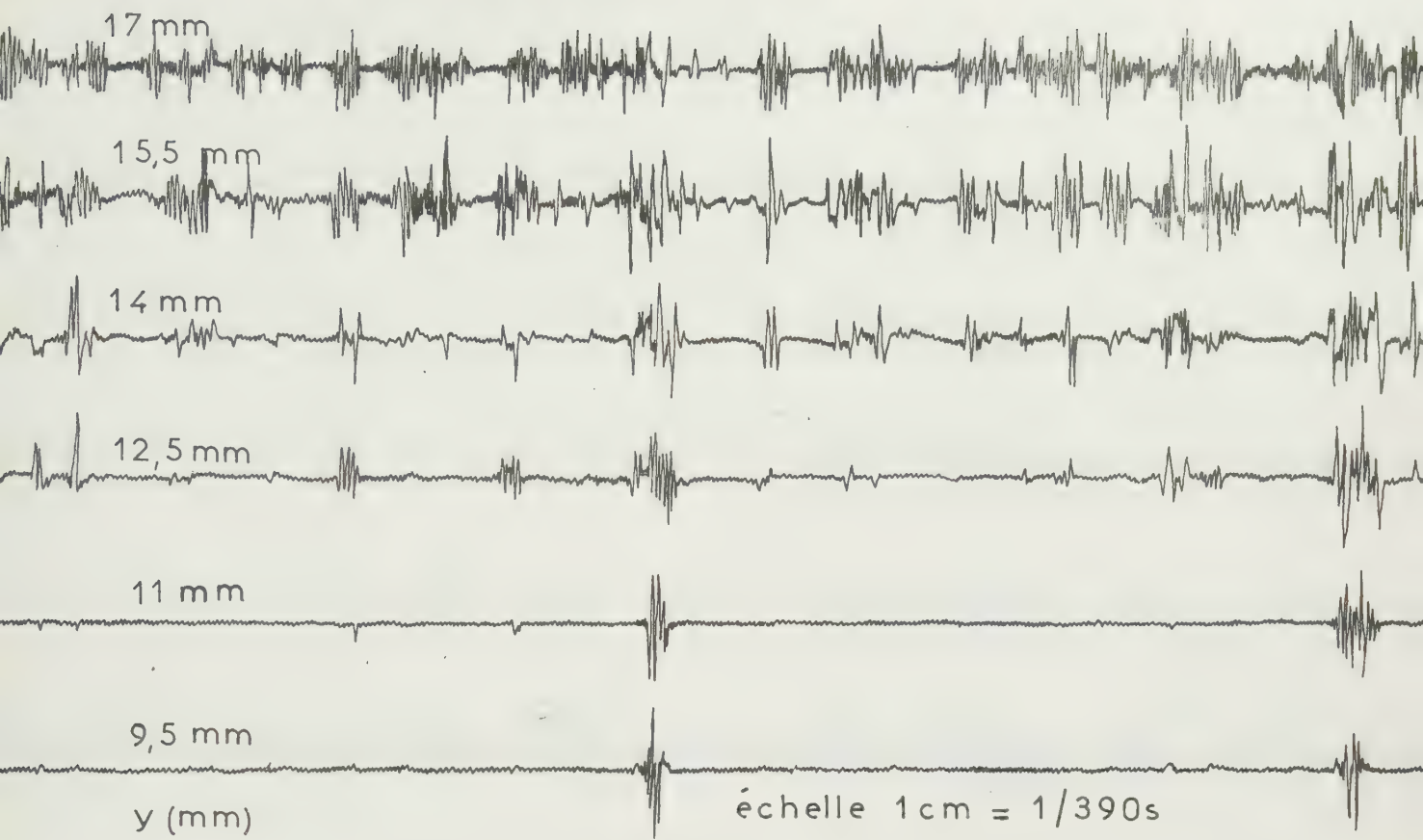
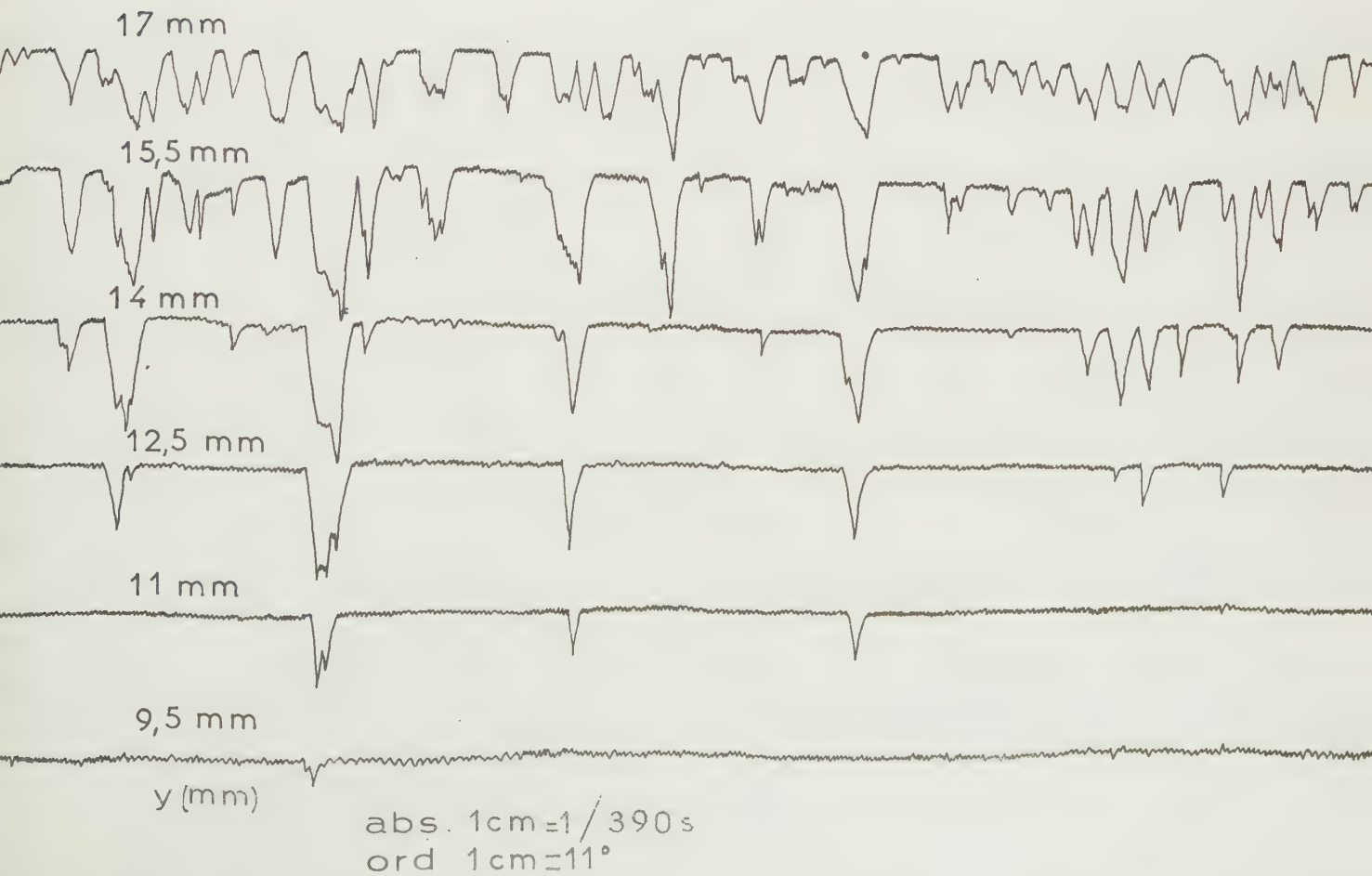


Fig.33 - Frontière cinématique interne (écoulement non chauffé).

Fig.34 - Frontière thermique interne.



échelle 1cm = 1/80 s

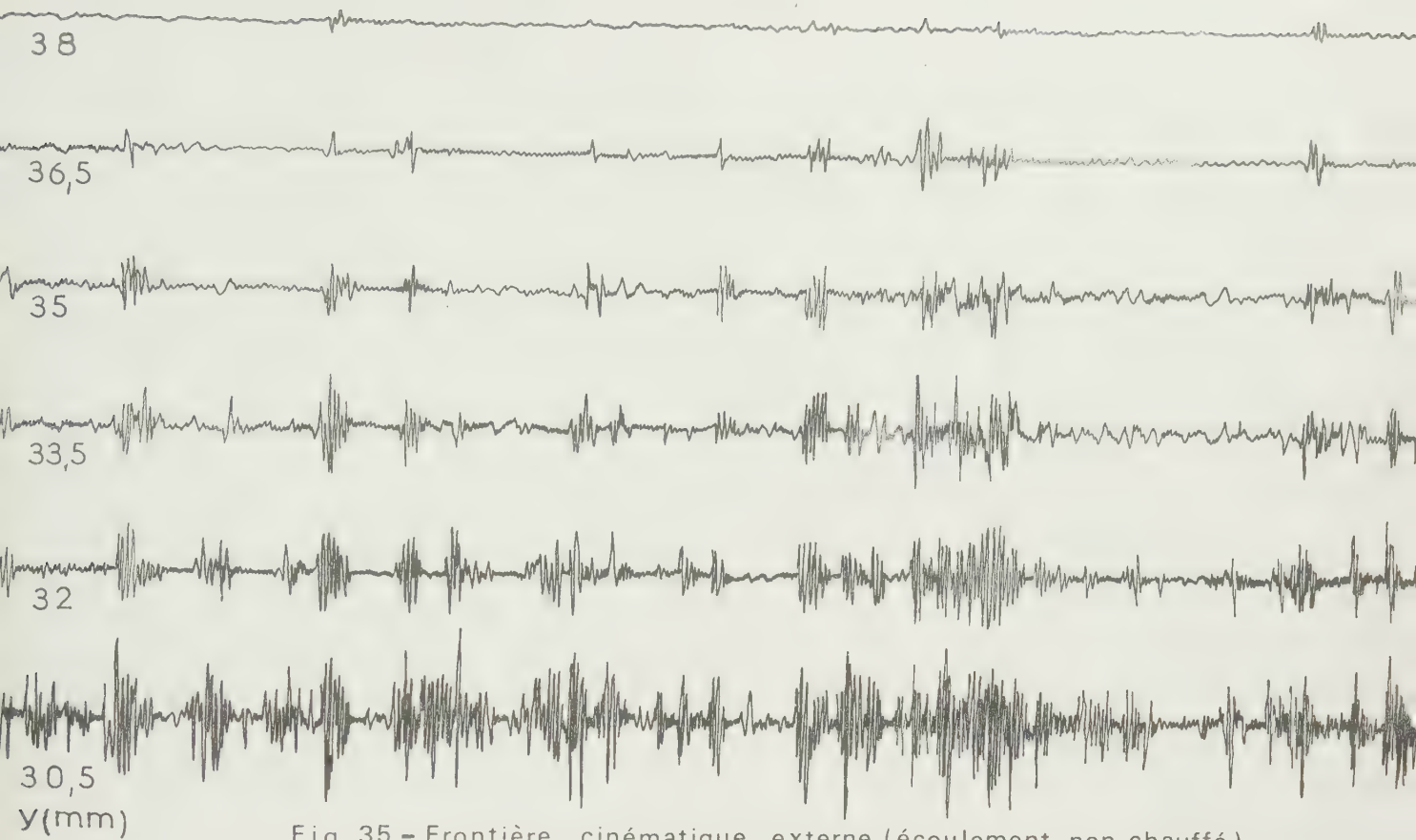
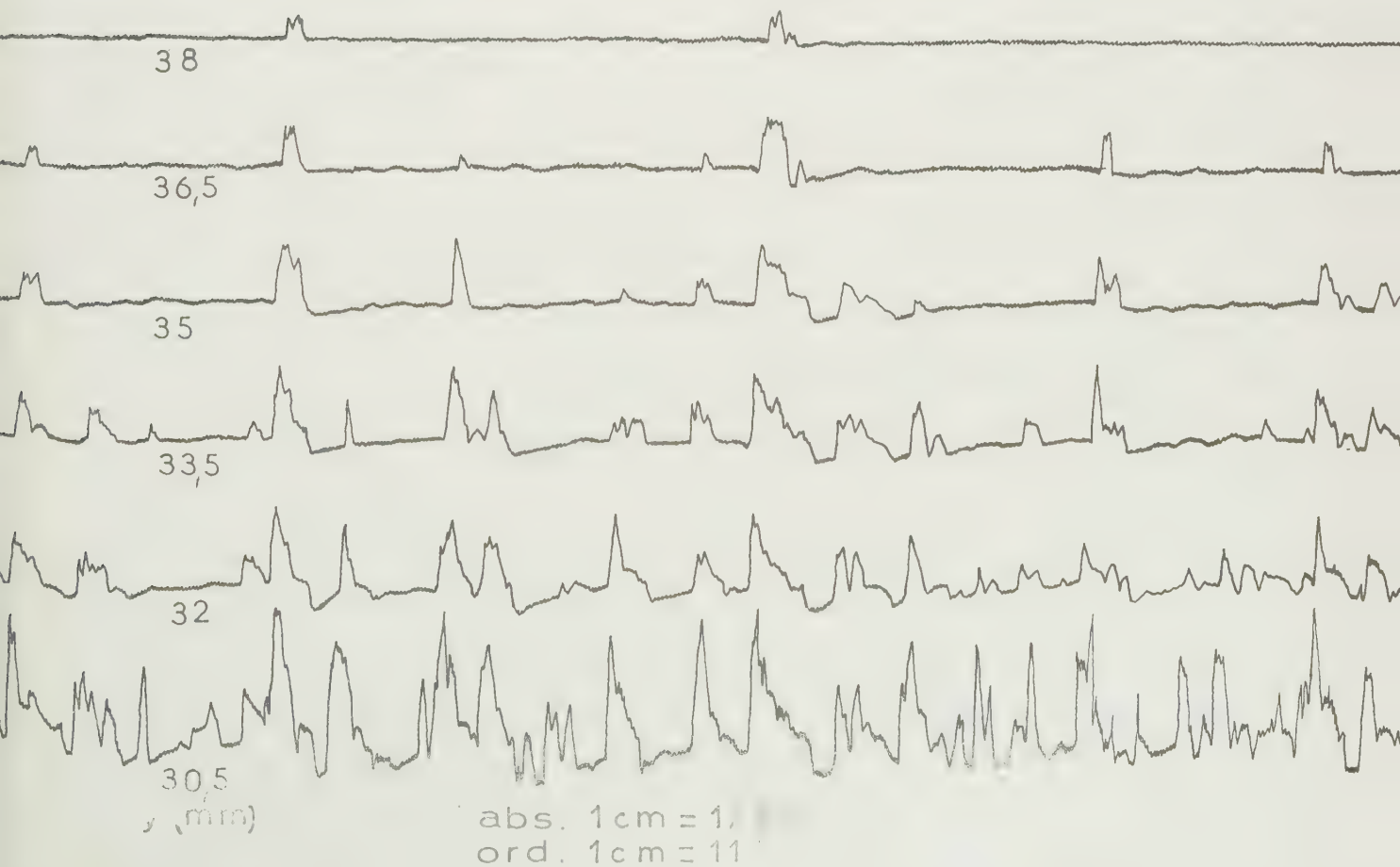


Fig.35 - Frontière cinématique externe (écoulement non chauffé).

Fig.36 - Frontière thermique externe.



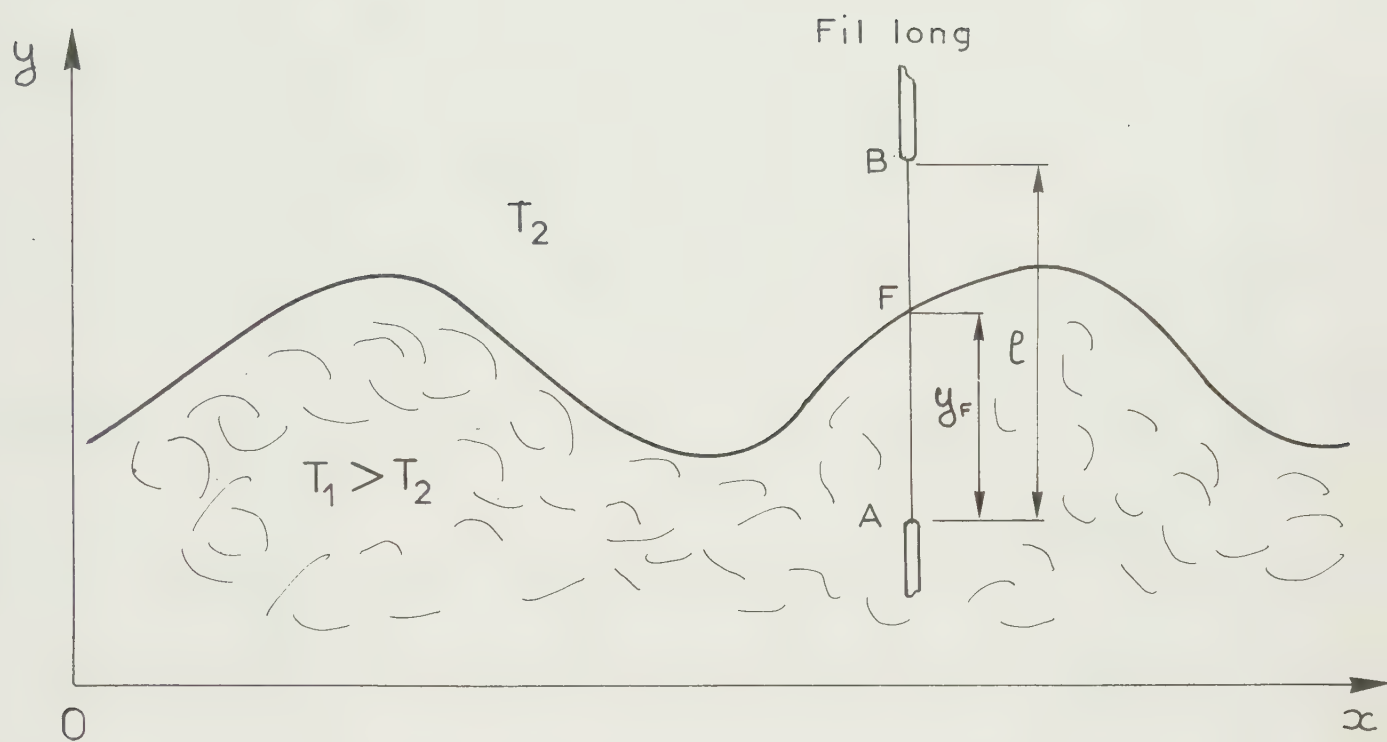


Fig.37 - Disposition d'un fil long au travers de
la zone occupée par les battements de
la frontière libre d'un écoulement
turbulent marqué thermiquement.

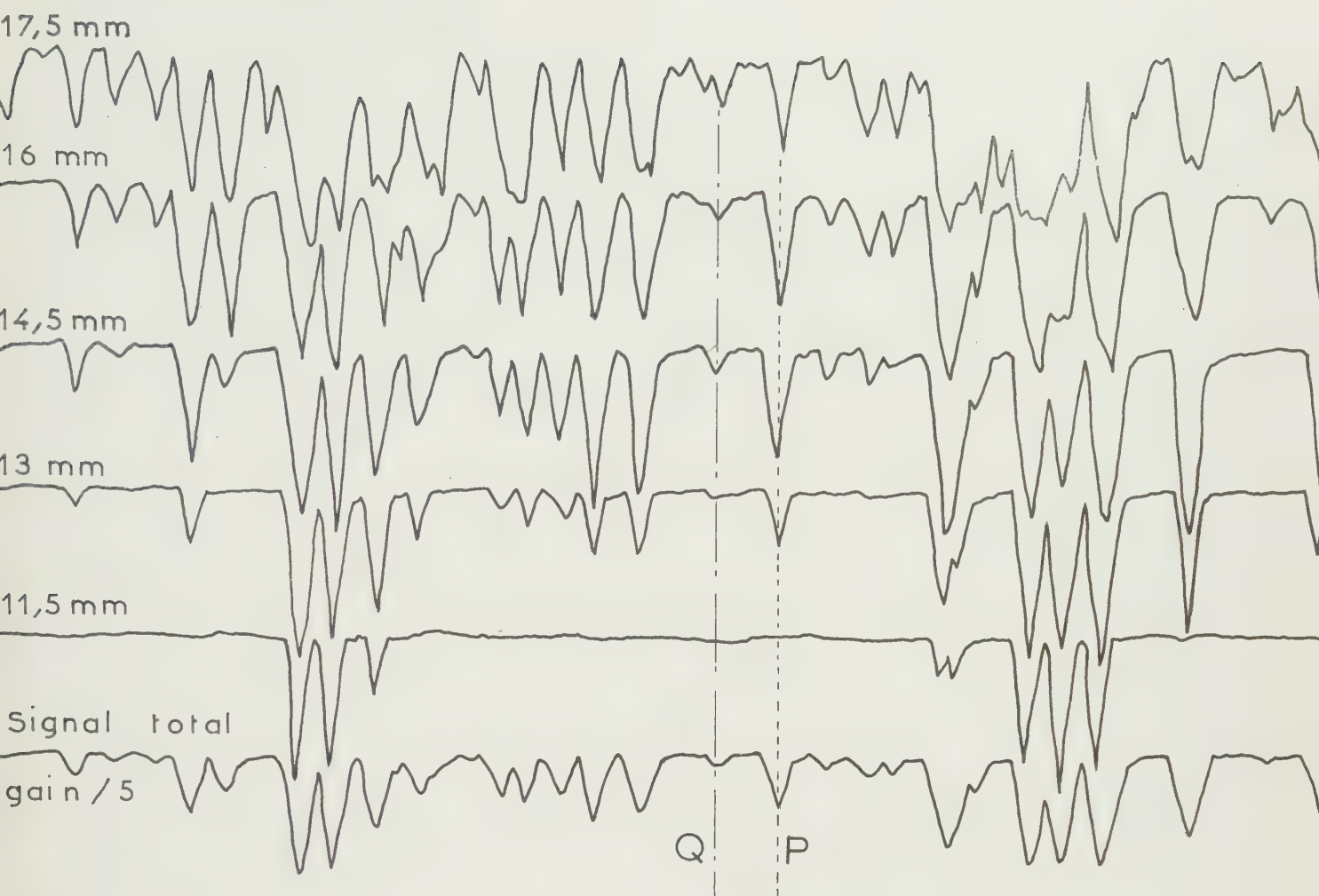


Fig.38(a) - Frontière thermique interne - Echelle : abscisse 1 cm = $1/240$,
ordonnée 1 cm = 15°

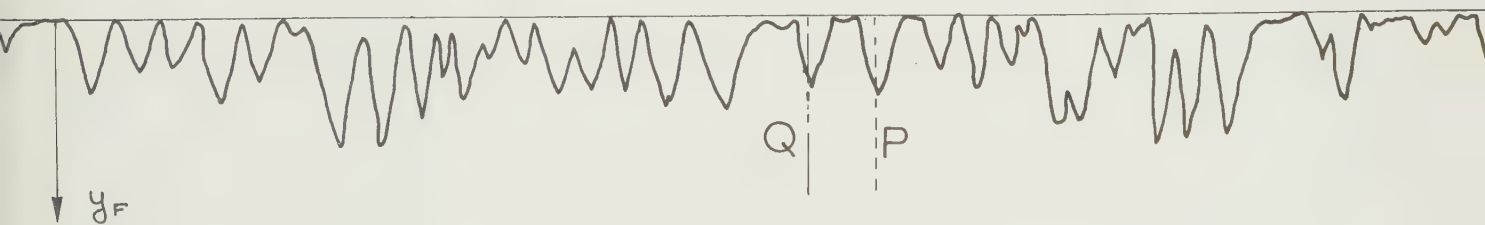


Fig.38 b - Profil de la frontière obtenu à partir des cinq fils du
peigne thermique.

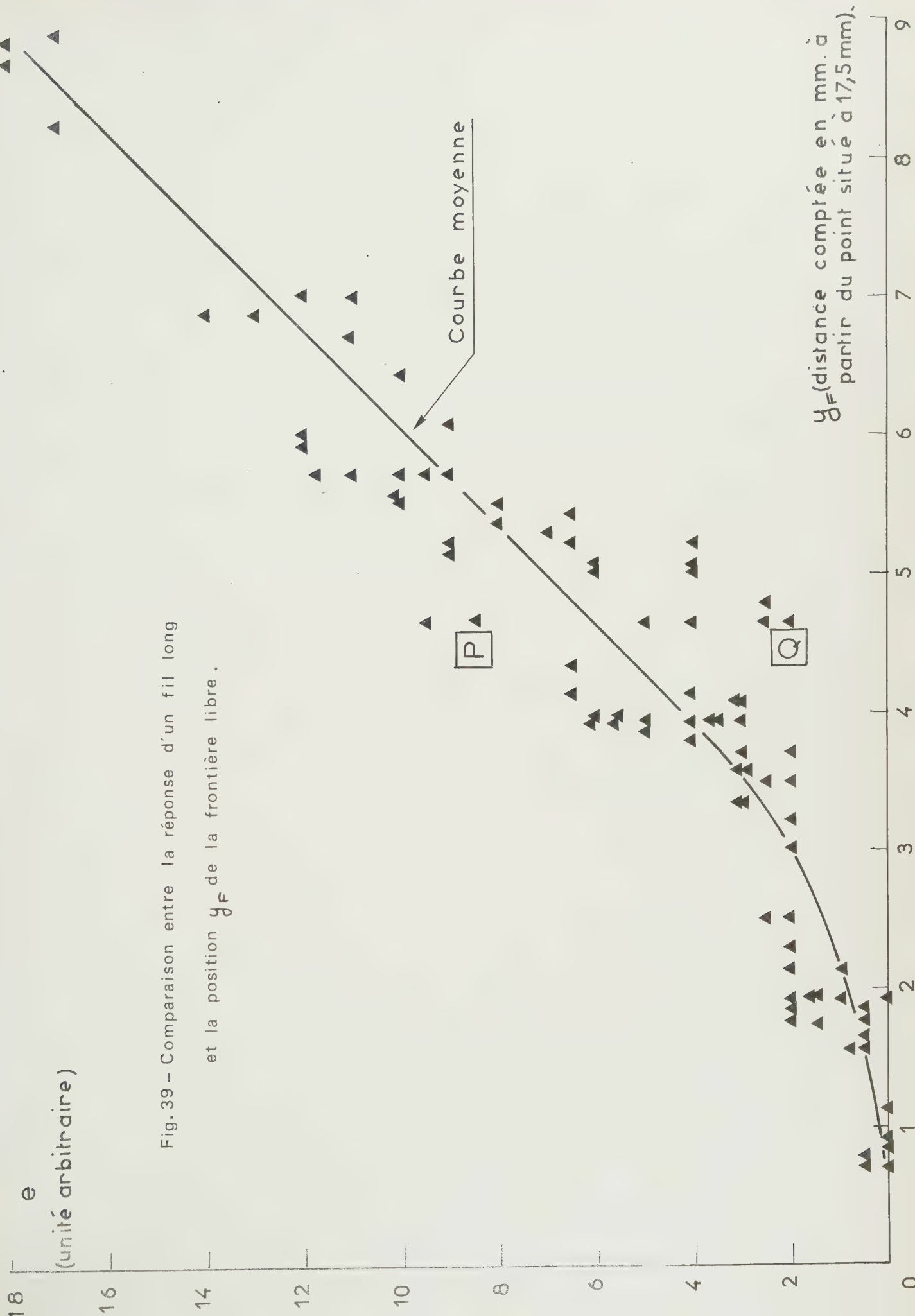


Fig. 39 – Comparaison entre la réponse d'un fil long et la position y_F de la frontière libre.

Vu.

Les membres du jury :

Mathieu
P. Comte-Bellot
G. Marechal

MM. MATHIEU

Mle COMTE-BELLOT

MARECHAL

Vu et approuvé.

Le Directeur de l'U.E.R.
de *mathématiques*.

Jean Lucman

Vu et accordé le permis d'imprimer.

Lyon, le 2 juillet 1971

Le Président de l'Université
Claude Bernard,

J. BOIDIN

